

Міністерство освіти і науки України

Національний університет водного господарства та
природокористування

Кафедра гідроенергетики, теплоенергетики та гідравлічних
машин

01-06-49М

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до вивчення курсу «Методи термодинамічного аналізу систем і
установок». Ч.1. «Перше і друге начала термодинаміки
та поняття ексергії»

для здобувачів вищої освіти другого (магістерського) рівня за
освітньо-професійною програмою «Теплоенергетика»
спеціальності 144 «Теплоенергетика» усіх форм навчання

Рекомендовано науково-методичною

радою з якості ННІВГП

Протокол № 4 від 19.11.2020 р.

Рівне – 2020

Методичні вказівки до вивчення курсу «Методи термодинамічного аналізу систем і установок» Ч.1. «Перше і друге начала термодинаміки та поняття ексергії» для здобувачів вищої освіти другого (магістерського) рівня за освітньо-професійною програмою «Теплоенергетика» спеціальності 144 «Теплоенергетика» усіх форм навчання [Електронне видання] / Кочмарський В. З. – Рівне : НУВГП, 2020. – 47 с.

Укладач:

Кочмарський В. З., к.ф.-м.н., доцент кафедри гідроенергетики, теплоенергетики та гідравлічних машин.

Відповідальний за випуск завідувач кафедри гідроенергетики, теплоенергетики та гідравлічних машин д.т.н., професор

_____ Рябенко О. А.
(ініціали та прізвище)

Керівник групи забезпечення спеціальності 144 «Теплоенергетика»

_____ Костюк О. П.
(ініціали та прізвище)

З М І С Т

	ВСТУП.....	4
1	ПЕРШИЙ ЗАКОН (НАЧАЛО) ТЕРМОДИНАМІКИ ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ.....	5
1.1	Енергія	5
1.2	Внутрішня енергія	6
1.3	Ентальпія.....	6
1.4	Ентропія	7
1.5	Енергетичні характеристики термодинамічного процесу	8
1.5.1	Розрахунок роботи рівноважного процесу	8
1.5.2	Розрахунок кількості теплоти	9
1.6	Перший закон (начало) термодинаміки	10
1.7	Масові та енергетичні баланси в технологічних процесах	12
1.7.1	Масові баланси	12
1.7.2	Загальні форми енергетичного балансу	14
1.7.3	Відкриті системи.....	15
1.8	Енергетичні баланси стаціонарних поточних процесів	17
1.8.1	Алгебраїчна форма рівняння для відкритих систем з одним потоком речовини....	17
1.8.2	Алгебраїчна форма рівняння для відкритих систем з декількома потоками речовини	19
1.8.3	Узагальнена форма рівняння першого закону.....	19
1.9	Контрольні питання.....	20
1.10	Приклади розв’язування задач	21
1.11	Завдання для самостійної роботи	24
1.12	Правила виконання самостійної роботи	26
2	ДРУГИЙ ЗАКОН (НАЧАЛО) ТЕРМОДИНАМІКИ ТА ЙОГО НАСЛІДКИ...	27
2.1	Основні формулювання другого закону термодинаміки	27
2.1.1	Теплові двигуни.....	28
2.1.2	Холодильні машини.....	29
2.2	Математичне формулювання другого закону термодинаміки	30
2.3	Ентропія ізольованої системи	30
2.4	Максимальна корисна робота. Ексергія і анергія.....	31
2.5	Статистичний зміст другого закону термодинаміки	31
2.6	Загальні форми ентропійного балансу.....	32
2.7	Ентропійні баланси стаціонарних поточних процесів	33
2.8	Контрольні питання	34
2.9	Приклади розв’язування задач	35
2.10	Завдання для самостійної роботи	39
3	ЕНЕРГІЯ ТА ЕКСЕРГІЯ.....	41
3.1	Види енергії	41
3.2	Ексергія та її види	43
3.3	Література.....	47

ВСТУП

Термодинамічний аналіз теплотехнічних установок, що працюють в стаціонарних режимах, переважно обмежується використанням енергетичних балансів, заснованих на першому законі термодинаміки – законі збереження енергії. Такі баланси виражають *кількісні характеристики* процесів та енергоресурсів, на основі яких визначають продуктивність установок, витрати енергоносіїв і т.п. Однак енергетичні баланси мають істотний недолік: *вони не враховують якісних відмінностей та енергетичну цінність енергоресурсів* різної фізичної природи або різного потенціалу та не описують особливостей реальних робочих процесів, що зв'язані з існуванням *необоротностей (розсіювання енергії)*.

Проте *необоротність завжди знижує енергетичну ефективність* реальних процесів, а ознаки й величина необоротностей описується другим законом термодинаміки – *законом генерації ентропії*. Тому аналіз процесів при спільному використанні обох законів термодинаміки, що враховує не лише кількісні, але і якісні особливості енергетичних потоків і енергоносіїв, суттєво уточнює картину використання енергії в різних установках.

Метод аналізу, заснований на спільному використанні першого й другого законів термодинаміки, одержав назву *ексергетичного*, а відповідні баланси – *ексергетичні*.

Складання й використання ексергетичних балансів теплотехнічних установок розширює можливості інженера при термодинамічному аналізі процесів, а важливим застосуванням ексергетичного аналізу є термодинамічно об'єктивна оцінка ступеня досконалості різних процесів і установок за допомогою поняття *ексергетичного ККД*.

Широке застосування ексергетичного методу опираються на незаперечні факти, що для техніки, зокрема енергетики, важлива не енергія загалом, а *ексергія, тобто енергія, що є працездатною*. Визначення *раціональних (пов'язаних з найменшими витратами)* шляхів її вироблення, використання, транспортування й збереження у будь-якій технології - це мета будь-якого інженерного аналізу й розрахунку. Однак застосування ексергетичного методу для практичних цілей енергопостачання та енерговикористання не достатнє.

Для ефективного керування сучасним енергетичним господарством необхідне *«ексергетичне мислення»*, яке дозволяє враховувати не лише кількість, але й якість різних енергоресурсів. Його відсутність призводить до того, що багато можливостей в організації енергетичних процесів не використовуються, що гальмує рух у напрямку зниження не тільки питомої енергоємності, але й матеріалоємності національного продукту.

Випускниками університету проблеми енерго- і ресурсозбереження повинні розглядатися не на рівні контролю за показниками лічильників води, газу та електрики, а на фундаментальному рівні другого начала термодинаміки, що передбачає рівень керування процесами генерації ентропії (зниження необоротностей та пов'язаних з ними процесами розсіювання енергії).

1 ПЕРШИЙ ЗАКОН (НАЧАЛО) ТЕРМОДИНАМІКИ ТА ЙОГО ЗАСТОСУВАННЯ

1.1 Енергія

Енергія тіла – в шкільному курсі фізики означається як «...здатність тіла виконувати роботу», зокрема переміщати тіла, їх деформувати, здійснювати на них силовий вплив. Наприклад, підняте на висоту h над поверхнею Землі тіло має **потенціальну енергію** mgh (енергія взаємодії тіла з Землею), при падінні вона перетворюється в **кінетичну енергію** $mv^2/2$, тут m – маса тіла, v – його швидкість в системі координат зв'язаній з Землею, g – прискорення вільного падіння тіл ($g = 9.81 \text{ м/с}^2$). Повна механічна енергія тіла в полі сил тяжіння Землі $E = mgh + mv^2/2$. Одиниці вимірювання енергії, роботи в СІ: 1Джоуль = 1Дж; кратні одиниці: 1кДж = 10^3 Дж; 1МДж= 10^6 Дж. Зміну механічної енергії тіла називають **роботою, позначають L** , наприклад, при переході тіла з енергетичного стану 1 в стан 2 зміна механічної енергії виражається роботою L_{12} ,

$$\Delta E = E_2 - E_1 = L_{12} = mgh_2 + mv_2^2/2 - (mgh_1 + mv_1^2/2). \quad (1.1)$$

Рівняння (1.1) можемо переписати у вигляді

$$E_2 = E_1 + L_{12}, \rightarrow mgh_2 + mv_2^2/2 = mgh_1 + mv_1^2/2 + L_{12}. \quad (1.2)$$

Якщо $E_2 > E_1$, то $L_{12} > 0$, інакше $L_{12} < 0$.

Крім механічної енергії тіла володіють **внутрішньою енергією** – частиною їх повної енергії, що не залежить від **швидкості руху тіла як цілого** та від **взаємодії з іншими тілами**. Отже повну енергію тіла можна записати у вигляді,

$$E(\text{повна}) = E(\text{взаєм.}) + mv^2/2 + E(\text{внутр.}). \quad (1.3)$$

Закон збереження енергії

Весь досвід людства вказує на те, що в **нашій частині Всесвіту** виконується **закон збереження енергії**: «...у всіх відомих нам процесах повна енергія тіл зберігається незмінною».

Розглянемо два тіла, що мають **повні енергії** E_1 та E_2 і між ними є взаємодія W_{12} . Тоді з закону збереження енергії випливає,

$$E_1 + E_2 + W_{12} = \text{Const, тобто, } \Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta W_{12} = 0, \text{ інакше}$$

$$\Delta E_2 = -(\Delta E_1 + \Delta W_{12}), \text{ або } \Delta E_1 + \Delta E_2 = -\Delta W_{12}.$$

Для тіла в полі сил тяжіння Землі при умові, що Земля нерухома ($v_1 = 0$), маємо

$$\Delta(mv_2^2/2) = -mg\Delta h, \quad \text{або} \quad v_2\Delta v_2 = -g\Delta h. \quad (1.4)$$

Оскільки $g > 0$, то отримуємо $\Delta v_2 > 0$, якщо $\Delta h < 0$ (тіло падає на Землю) інакше $\Delta v_2 < 0$, тіло піднімається а швидкість його руху знижується, що і спостерігається на практиці.

Енергії властива адитивність: енергія тіла (системи тіл) E що складається з частин, рівна сумі енергій E_i частин тіла (системи),

$$E = \sum E_i. \quad (1.3a)$$

Альбертом Айнштайном показано, що повна енергія тіла залежить від швидкості в заданій системі координат і не залежно від його структури дається виразом

$$E(v) = \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (1.5)$$

m_0 – маса спокою тіла (маса в системі координат де воно нерухоме), c – швидкість світла у вакуумі, $c = 3.00 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Отже повна енергія нерухомого тіла масою $m_0 = 1\text{г} = 10^{-3}\text{кг}$ рівна $9 \cdot 10^4 \text{ ТДж}$, тобто еквівалентна електричній енергії, що її виробляє один блок АЕС потужністю **1000МВт впродовж 90000с, або ж 25 год.**

1.2 Внутрішня енергія

Будь-яка термодинамічна система (ТДС, робоче тіло) володіє запасом внутрішньої енергії, в подальшому будемо її позначати U , яка складається з енергії (теплового) руху і взаємодії молекул. Внутрішня енергія тіла залежить від його маси тому зазвичай цікавляться значенням внутрішньої енергії, **віднесеної до 1 кг маси тіла - питомої внутрішньої енергії**

$$u = \frac{U}{m}. \quad (1.6)$$

Аналогічно вводиться поняття питомої кінетичної енергії теплового руху молекул. Загалом **питома кінетична енергія теплового руху** - $u_{\text{кін}}$ складається з питомої кінетичної енергії *поступального, обертального і коливного* рухів молекул. Величина внутрішньої енергії залежить тільки від температури робочого тіла T і питомої потенціальної енергії $u_{\text{пот}}$ взаємодії молекул між собою. Остання залежить від середньої відстані між молекулами, тобто від **питомого об'єму** v , який займає робоче тіло. **Питома внутрішня енергія, вимірюється в системі СІ у джоулях на кілограм (Дж/кг).**

Отже, в загальному випадку, **питома внутрішня енергія робочого тіла** залежить від його температури T і питомого об'єму v і є **однозначною функцією цих параметрів стану**:

$$u = f(T, v) \quad \text{або} \quad du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv. \quad (1.7)$$

Найважливішою властивістю питомої внутрішньої енергії робочого тіла є те, що вона є **однозначною функцією стану тіла і залежить від будь-якої пари його основних параметрів (p, v, T), і сама може бути параметром стану.**

З цієї властивості випливає, що **зміна питомої внутрішньої енергії не залежить від характеру процесу, а визначається лише початковим і кінцевим станами робочого тіла.**

Безмежно малий приріст питомої внутрішньої енергії є **повним диференціалом**, а її зміна в будь-якому процесі „1-2” дається виразом

$$\Delta u_{1-2} = \int_1^2 du = u_2 - u_1. \quad (1.8)$$

Для **ТДС «ідеальний газ»** сили взаємодії між молекулами відсутні і питома потенціальна енергія його рівна нулю. Тому питома внутрішня енергія ідеального газу складається лише з питомої кінетичної енергії теплового руху молекул $u_{\text{кін}}$ і визначається його температурою,

$$u = f(T), \quad \text{або} \quad du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT. \quad (1.9)$$

Зміна питомої внутрішньої енергії ідеального газу в будь-якому процесі залежить тільки від значення початкової і кінцевої температур газу, тобто **у всіх процесах, у яких зміна температури однакова, зміна питомої енергії ідеального газу є однаковою.**

Очевидно, що в **замкнутому** (круговому) процесі, у якому початковий та кінцевий стан співпадають, **зміна питомої внутрішньої енергії рівна нулю,**

$$\Delta u = \oint du = 0. \quad (1.10)$$

Знати абсолютну величину питомої внутрішньої енергії для більшості технічних розрахунків не потрібно, оскільки у цих випадках важлива лише її зміна. Тому **деякому стану робочого тіла умовно приписують нульове значення питомої внутрішньої енергії**, а всі розрахунки ведуть щодо нього.

1.3 Ентальпія

Розглянемо повну енергію газу, який знаходиться під тиском p , який створюється масою M , див. рис. 1.1. У цьому випадку повна енергія E системи складається з внутрішньої енергії газу U і потенціальної енергії вантажу,

$$p \cdot f \cdot z = p \cdot V, \quad \text{тобто повна енергія} \quad E = U + p \cdot V.$$

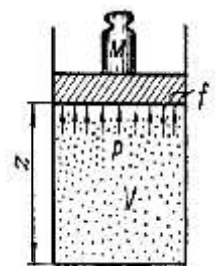


Рис. 1.1. Газ під тиском зовнішньої сили.

Величина pV , яка залежить від сил, що діють на поршень, отримала назву **потенціальної енергії тиску**.

Таким чином, якщо газ знаходиться в середовищі з тиском p , то з будь-якими станом його зв'язана енергія $U + pV = H$, яку називають **ентальпією газу** в даному стані. Вираз ентальпії для 1 кг газу (питомої ентальпії) має вигляд

$$h = u + pv. \quad (1.11)$$

Отже, питома ентальпія, будучи залежною від параметрів стану u , p і v , є **функцією стану**. Тому зміна Δh , як і зміна Δu , **не залежить від характеру процесу, а визначається тільки початковим і кінцевим станами**,

$$\Delta h = h_2 - h_1 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1). \quad (1.12)$$

Будучи **однозначною функцією стану** питома ентальпія може бути представлена у вигляді функції від будь-якої пари основних параметрів стану, тобто

$$h = f_1(p, v); \quad h = f_2(v, T); \quad h = f_3(p, T). \quad (1.13)$$

Питома ентальпія ідеального газу, як і його питома внутрішня енергія, є функцією тільки температури.

$$h = u + pv = u(T) + RT, \text{ тобто } h = f(T). \quad (1.14)$$

Питома ентальпія, як і питома внутрішня енергія, вимірюється в системі СІ у джоулях на кілограм (Дж/кг).

Для **ізобарного процесу** зміна ентальпії

$$dh = du + pdv$$

рівна зміні внутрішньої енергії плюс роботу розширення ТДС.

Питому ентальпію часто застосовують у розрахунках теплових процесів. Переважно в теплотехніці не потрібно знати абсолютне значення питомої ентальпії, тому її відраховують від деякого умовного значення (для газів прийнято $h = 0$ при $t = 0^\circ\text{C}$).

1.4 Ентропія

Крім параметрів u та h , в теплотехніці широко використовується ще один – **ентропію**, в подальшому позначатимемо S . Цей параметр стану введений Р. Клаузіусом у 1864 р. при аналізі кругових процесів.

Ентропія – параметр стану, **диференціал якого рівний відношенню безмежно малої кількості теплоти δQ , що отримується (віддається) ТДС в елементарному оборотному процесі, до абсолютної температури T , постійній для цього процесу**, тобто

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad (1.15)$$

Якщо кількість теплоти віднести до 1 кг речовини (δq), то отримаємо **питому ентропію**

$$ds = \frac{\delta q}{T}, \quad (1.15a)$$

вимірюється у джоулях на кілограм-кельвін, **Дж/(кг·К)**.

Серед інших величин, які визначають тепловий стан тіла, питома ентропія має особливе значення. Зауважимо, що оскільки вона є функцією стану, її значення повинно визначатися значеннями основних параметрів стану (p , v , T), а **зміна питомої ентропії у будь-якому термодинамічному процесі не залежить від характеру процесу і визначається лише значеннями параметрів у початковому та кінцевому станах**.

Ентропія S , подібно до внутрішньої енергії та ентальпії, володіє властивістю **адитивності**: сума ентропій окремих тіл S_i , що входять у термодинамічну систему, **рівна ентропії S термодинамічної системи**,

$$S = \sum_i S_i.$$

В техніці необхідно знати **тільки зміну ентропії** в тому чи іншому процесі, тому деякому стану ТДС (наприклад, при $T = 0K$) приписують значення ентропії рівне нулю.

Тоді **зміна питомої ентропії** в ході **рівноважного процесу**

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T}. \quad (1.16)$$

Рівноважним процесом називають такий впродовж якого тіло (система) проходить через ряд рівноважних станів. Саме рівноважні процеси можна зображати на діаграмах станів (задані p, v, T). Нерівноважний стан не має певних значень параметрів, що його визначають.

1.5 Енергетичні характеристики термодинамічного процесу

Будь-які зміни стану робочого тіла, які відбуваються в результаті його взаємодії з оточенням, є термодинамічним процесом. Передача енергії у термодинамічному процесі здійснюється за допомогою **роботи** або **теплоти**.

Важливим є процеси: який протікає без здійснення механічної роботи ($L = 0$), його називають **ізохорним**; процес, який здійснюється без теплообміну ($Q = 0$), - **адіабатним**, а процес, що протікає при сталій температурі називають **ізотермічним**.

Процес може протікати і при одночасній сталості двох параметрів (наприклад, процеси фазових перетворень, зокрема випаровування, відбувається при сталих **температурі і тиску**).

Робота і теплота є енергетичними характеристиками термодинамічного процесу. З математичної точки зору це означає, що елементарні величини δL і δQ не є повними диференціалами (функціями від стану ТДС), а представляють лише безмежно малі величини.

Отже, **поза термодинамічним процесом** поняття роботи і теплоти **не мають смислу**, тобто стану робочого тіла або системи **не відповідає якесь значення роботи L або теплоти Q** . Тому **не можна говорити**, що **робоче тіло «містить» якусь кількість теплоти або роботи**.

Для опису енергетичної взаємодії у механіці використовується вираз

$$dW_i = p_i dx_i, \quad (1.17)$$

W_i – кількісна міра енергетичної взаємодії; p_i – потенціал взаємодії; x_i – координата (характеристика) стану, параметр, що змінюється при даній взаємодії.

Цей вираз показує, що **кількість енергії, яка передається (робота) визначається добутком двох величин, одна з яких є рушійною силою процесу (потенціалом), а друга – координатою стану, зміна якої характеризує дану форму взаємодії**.

Наприклад, механічна робота проти зовнішніх сил, що зв'язана зі зміною об'єму, дається виразом

$$\delta L = p' dV, \quad (1.18)$$

а питома робота, тобто робота (віднесена до 1 кг речовини) - виразом

$$\delta l = p' dv, \quad (1.19)$$

p' – абсолютний тиск (потенціал механічної взаємодії), v – питомий об'єм (координата механічної взаємодії).

1.5.1 Розрахунок роботи рівноважного процесу

Рівноважним вважають процес при якому тіло (система), змінюючи свої параметри, проходить через послідовну сукупність рівноважних станів. Рівноважний стан характеризується конкретними значеннями параметрів стану. При рівноважному процесі тиск p' у кожний момент часу повинен бути рівним **абсолютному тиску p в ТДС**; тоді вираз (1.19) приймає вигляд

$$\delta l = p dv, \quad (1.20)$$

а для кінцевого процесу, при якому об'єм змінюється від v_1 до v_2 , вираз питомої термодинамічної роботи записують так:

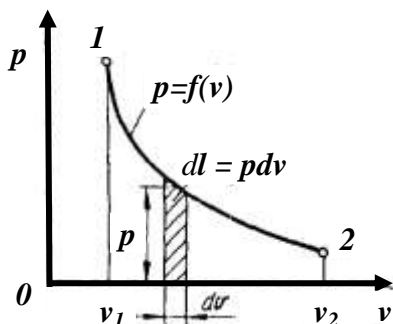


Рис. 1.2. Графік роботи на діаграмі "p-v".

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p(v) dv \cdot \quad (1.21)$$

Для розрахунку інтеграла (1.21) необхідно знати залежність $p(v)$ у даному процесі, тобто потрібно мати рівняння процесу $p = f(v)$. Графічно ця залежність може бути зображена на діаграмі станів, наприклад, на площині у „ p - v ” координатах кривою 1-2 на рис. 1.2. Очевидно, що величина питомої роботи залежить від виду кривої процесу і зображується у „ p - v ” координатах площею, що обмежена кривою процесу, двома ординатами та віссю абсцис,

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \text{пл.} 12 v_2 v_1 \cdot \quad (1.21a)$$

З виразів (1.21) випливає, що **питома робота l має той же знак, що і диференціал dv** , оскільки абсолютний тиск p – величина завжди додатна. Отже, питома робота **розширення ($dv > 0$) позитивна**, а питома робота **стиснення ($dv < 0$) – від’ємна**.

Зауважимо, що **вираз (1.21) стосується рівноважних процесів, коли $p = p'$, а зміна об’єму відбувається настільки повільно, що всередині робочого тіла не виникає ніяких місцевих неоднорідностей тиску, щільності та температури**. У реальних, необоротних процесах, зміна об’єму робочого тіла, супроводжується внутрішнім тертям, завихреннями, які відбуваються з кінцевою швидкістю. Це означає, що **частина роботи затрачається на подолання цих процесів, тому реальна питома робота завжди менша від роботи оборотного (рівноважного) процесу**,

$$l_{\text{необ}} < l_{\text{об}} \quad (1.21б)$$

При проектуванні технологічних процесів намагаються при затраті енергії отримати **максимальну корисну роботу**, тобто за (1.21б) наблизити хід цих процесів до **оборотних**.

1.5.2 Розрахунок кількості теплоти в рівноважному процесі

Кількісну міру термічної (теплової) взаємодії робочого тіла з навколишнім середовищем (кількість теплоти) можна визначити різними способами. Наприклад, на підставі рівнянь (1.15) та (1.17) отримаємо вираз елементарної кількості теплоти

$$\delta Q = T ds, \quad (1.22)$$

а на підставі (1.15а) – вираз питомої кількості теплоти

$$\delta q = T ds. \quad (1.22a)$$

Звертаємо увагу на те, що у випадку **роботи зміна об’єму відображала механічну (деформаційну) взаємодію робочого тіла з навколишнім середовищем, а при теплообміні зміна ентропії відображає теплову взаємодію (обмін енергією хаотичного руху молекул) робочого тіла з навколишнім середовищем і визначає величину і знак теплоти**.

Оскільки абсолютна температура T – величина завжди додатна, **знак теплоти визначається лише знаком зміни ентропії**. Процес **збільшення питомої ентропії ($ds > 0$) означає підвід теплоти до робочого тіла (знак теплоти – додатний)**.

Для кінцевого процесу, в якому питома ентропія змінюється від s_1 до s_2 , загальний вираз питомої кількості теплоти має вигляд

$$q_{1-2} = \int_{s_1}^{s_2} T ds \cdot \quad (1.23)$$

Оскільки у загальному випадку температура є величиною змінною, то для обчислення інтегралу (1.23) у кожному конкретному процесі **повинна бути відома залежність між питомою ентропією s і температурою T** , тобто потрібно знати рівняння процесу в „ T - s ” координатах, крива 1-2 на рис.

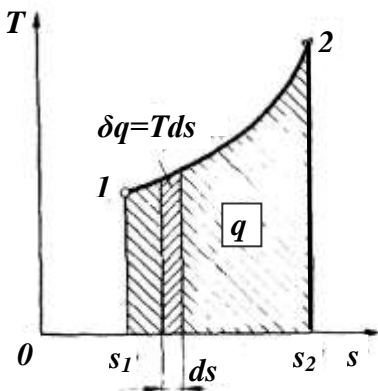


Рис. 1.3. Графічний розрахунок питомої теплоти у „ T - s ” координатах.

1.3. Так само, як на „ p - v ” діаграмі площа, яка обмежена кривою процесу і віссю абсцис, представляє питому роботу, на „ T - s ” діаграмі площа, яка обмежена кривою процесу і віссю абсцис, представляє питому кількість теплоти, передану у процесі,

$$q_{1-2} = \int_{s_1}^{s_2} T(s) ds = n \cdot 12 s_2 s_1 \cdot \quad (1.23a)$$

В реальних процесах ентропію не можливо безпосередньо виміряти, тому кількість теплоти визначають **без використання поняття ентропії**. Відомо, що підведення теплоти до робочого тіла або відведення теплоти від нього в якому-небудь процесі «х» супроводжується зміною його стану, зокрема, зміною температури.

Відношення кількості теплоти δQ_x , яка фігурує в процесі «х», до зміни температури dt називається теплоємністю тіла в цьому процесі

$$C_x = \frac{\delta Q_x}{dT} = \frac{\delta Q_x}{dt} \quad (1.24)$$

Тоді загальна кількість теплоти, що передається у процесі «х», виражена через теплоємність, приймає вигляд

$$\delta Q_x = C_x dt, \quad Q_x = \int_{t_1}^{t_2} C(t)_x dt \quad (1.25)$$

Для ідеального газу теплоємність є сталою. Для реальних речовин теплоємність є функцією від їх температури.

1.6 Перший закон (начало) термодинаміки

Згідно з законом збереження енергії вона не може бути ні створена, ні знищена, а може тільки перетворюватись із одного виду в інший у різних фізичних, хімічних і технічних процесах.

У термодинамічних процесах зміна стану робочих тіл відбувається внаслідок отримання від зовнішнього середовища, або, навпаки, віддачі йому **енергії у формі теплоти Q і роботи L** . В результаті цього енергія буде змінюватися на величину ΔE . Тоді, відповідно до закону збереження енергії, з врахуванням знаків теплоти і роботи (**при однаково направлених потоках теплоти і роботи знаки їх протилежні**) рівняння енергетичного балансу приймає вигляд

$$Q + (-L) = \Delta E, \text{ або } Q = \Delta E + L. \quad (1.26)$$

Записаний в такому вигляді закон збереження енергії у термодинамічному процесі називається **математичним виразом першого закону термодинаміки**. Перше начало термодинаміки читається так:

у термодинамічному процесі підведена теплота витрачається на зміну його енергії і здійснення ТДС роботи проти зовнішніх сил.

Якщо врахувати, що зміна повної енергії робочого тіла згідно включає кінетичну та потенціальну енергії в полі сил тяжіння Землі, то

$$\Delta E = \Delta U + \frac{m\Delta v^2}{2} + mg\Delta z,$$

то вираз першого закону термодинаміки можна записати так:

$$Q = \Delta U + \frac{m\Delta v^2}{2} + mg\Delta z + L, \quad (1.27)$$

або для 1 кг робочого тіла

$$q = \Delta u + \frac{\Delta v^2}{2} + g \Delta z + l. \quad (1.27a)$$

Якщо робоче тіло **як ціле не рухається** (його центр ваги нерухомий), а потенціальною енергією зовнішніх сил можна знехтувати, то повна енергія робочого тіла буде складатися тільки із його внутрішньої енергії $\Delta E = \Delta U$. Отже,

$$Q = \Delta U + L. \quad (1.28)$$

Для 1 кг робочого тіла вираз першого закону термодинаміки прийме вигляд

$$q = \Delta u + l, \quad (1.28a)$$

або у диференціальній формі

$$\delta q = du + \delta l. \quad (1.29)$$

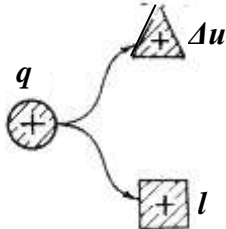


Рис. 1.4. Схема розподілу тепла у ТДС.

Рівняння першого закону термодинаміки можна представити у вигляді схеми **енергетичного балансу** у термодинамічному процесі, див. рис. 1.4.

Величини, які входять у рівняння першого закону термодинаміки - внутрішня енергія, робота і кількість теплоти вимірюються в однакових одиницях. Вони є **еквівалентними**, але за своїм змістом ці величини, **якісно різні**.

Еквівалентність теплоти і роботи полягає в тому, що обидві величини відображають зміну внутрішньої енергії в процесі (будь-якому), але стосуються різних умов такої зміни.

Як вже вказувалось вище, внутрішня енергія представляє собою енергію накопичену робочим тілом (системою), - запас енергії, а **робота і теплота характеризує зміну енергії, яка передається робочому тілу або віднімається від нього в якому-небудь процесі**. Тому, внутрішня енергія є функцією стану робочого тіла, а du - повним диференціалом.

Навпаки, величини δl , δq є тільки безмежно малими, які залежать від **шляху протікання процесу (вони є функціями процесу)**.

Для **кругового процесу** вираз першого закону термодинаміки має вигляд

$$\oint \delta q = \oint du + \oint \delta l, \text{ або } \oint \delta q = \oint \delta l. \quad (1.30)$$

З (1.30) випливає, що **робота в круговому процесі може здійснюватись лише коштом затраченої (підведеної) ззовні кількості теплоти**.

Якщо б виявилось, що $\oint \delta q < \oint \delta l$, то можна було б створити **вічний двигун першого роду**, тобто **двигун, який здійснював би роботу без затрат енергії**.

У зв'язку з цим перший закон термодинаміки часто формулюють так:

вічний двигун першого роду неможливий.

1.6.1 Математичний вираз першого закону термодинаміки

Він має дві форми запису. Перша форма отримується з (1.29) врахувавши вираз (1.20)

$$\delta q = du + p dv, \quad (1.31)$$

друга форма - виходячи із поняття питомої ентальпії (1.13)

$$h = u + p v, \text{ або } dh = d(u + p v) = du + p dv + v dp.$$

З врахуванням рівняння (1.31) отримуємо, що

$$dh = \delta q + v dp, \quad (1.31a)$$

звідки **друга форма аналітичного запису першого начала термодинаміки** прийме вигляд

$$\delta q = dh - v dp. \quad (1.32)$$

Якщо об'єднати рівняння (1.31) і (1.32) з виразом (1.22a), то отримаємо

$$T ds = du + p dv = dh - v dp. \quad (1.33)$$

рівняння (1.33) називається **основним рівнянням термодинаміки, або термодинамічною тотожністю.**

Для **необоротних процесів**, зв'язаних, наприклад, з тертям або завихреннями (внутрішні необоротні процеси), рівняння першого закону термодинаміки **змінює вид**. Як зазначалось вище, у **необоротних процесах ефективна питома робота завжди менша ніж в оборотних**

$$\delta l' = p dv - \delta l_{\text{тер}},$$

при цьому **питома робота на подолання опору $\delta l_{\text{тер}}$ перетворюється у еквівалентну питому кількість теплоти $\delta l_{\text{тер}} = \delta q_{\text{тер}}$** .

Відповідно, рівняння першого закону термодинаміки для необоротних процесів приймає вигляд

$$\delta q = du + \delta l' = du + p dv - \delta l_{\text{тер}}, \text{ або } \delta q + \delta q_{\text{тер}} = du + p dv = dh - v dp. \quad (1.34)$$

З рівнянь (1.34) випливає, що для **необоротних процесів**

$$T ds = \delta q + \delta q_{\text{тер}} \geq du + p dv = dh - v dp. \quad (1.35)$$

Вираз (1.35) називають **основною нерівністю термодинаміки**.

За допомогою (1.31) і (1.33) та рівняння стану можна визначити повні диференціали **du , dh і ds** при будь-якій зміні двох із трьох основних параметрів (p , v , T), а також отримати різні співвідношення між частковими похідними, які називають **диференціальними рівняннями термодинаміки**.

1.7 Масові та енергетичні баланси в технологічних процесах

1.7.1 Масові баланси

Загалом баланс маси визначається як різниця між приходом і витратою маси, див. рис. 1.5 у якусь систему. Відповідно закон збереження маси робочого тіла (системи) виражається у формі матеріального балансу системи:

$$m_g = \Delta m + m_n, \quad (1.36)$$



Рис. 1.5. Схема масообміну системи відповідно до рівняння (1.36).

величини **m_n (підведена) і m_g (відведена)** не обов'язково однакові, тому маса речовини в системі **може змінюватись з часом**. Її зміна за проміжок часу $\Delta\tau$ складає $\Delta m = m(\tau + \Delta\tau) - m(\tau)$, де $m(\tau + \Delta\tau)$ - маса тіла у системі в кінці процесу, а $m(\tau)$ на його початку.

Коли в систему вводиться речовини більше, ніж виводиться ($m_n > m_g$), то маса речовини в ній збільшується ($\Delta m > 0$); у протилежному випадку ($m_n < m_g$) - зменшується ($\Delta m < 0$). При $m_n = m_g$ маса тіла в системі не змінюється ($\Delta m = 0$), тобто $m = \text{const}$.

Зауважимо, що маса речовини в системі залишається сталою і у випадку, коли відсутній масообмін з зовнішнім середовищем, тобто $m_n = 0$ і $m_g = 0$. Тоді система **є закритою**.

Для елементарних процесів, що протікають за безмежно малий проміжок часу $d\tau$, рівняння (1.36) набуває вигляду

$$\delta m_g = dm + \delta m_n, \quad (1.37)$$

dm є повним диференціалом, тобто **dm** є повною безмежно малою зміною маси у системі за проміжок часу $d\tau$. Величини **δm_n** та **δm_g** **позначають не повні зміни мас**, а порції мас, що передаються за той же проміжок часу $d\tau$ через контрольну поверхню. Розділимо (1.37) на **$d\tau$** ,

$$\dot{m}_e - \dot{m}_n = \frac{dm}{d\tau} \quad (1.38)$$

У цьому виразі dm/dt характеризує інтенсивність (швидкість) зміни робочого тіла всередині системи в момент τ , а $\dot{m}_n = \delta m_n / dt$ - **миттєві масові витрати (потоки) речовини на вході і виході відкритої системи**.

Для відкритої системи з декількома входами і виходами для потоків речовини замість (1.38) можна записати

$$\sum \dot{m}_n - \sum \dot{m}_e = dm/d\tau \quad (1.39)$$

Розмірність всіх величини в рівняннях (1.38)-(1.39) у міжнародній системі одиниць є кг/с.

1.7.1.1 Одномірний потік

У термодинамічному аналізі приймається, що у місцях входу і виходу речовини через контрольну поверхню **потік одномірний**. Це означає:

- 1) потік речовини перетинає контрольну поверхню у перпендикулярному до неї напрямі;
- 2) всі параметри, включаючи густину і швидкість, однакові у межах поперечного перерізу потоку.

При розрахунках **одномірних потоків** використовуються **середні значення параметрів** на перерізі. Ці параметри визнаються як параметри **рівноважного стану** робочого тіла.

Звідси випливає, що границя відкритої системи повинна вибиратись так, щоб вона проходила через ті перерізи, де відхилення місцевих (локальних) параметрів від відповідних середніх **були б найменшими**.

Для одномірного потоку середню швидкість потоку w , площа поперечного перерізу F та густину ρ (або питомий об'єм v) робочого тіла пов'язані рівнянням,

$$\dot{m} = w \cdot F \cdot \rho = w \cdot F / v$$

Добуток $w \cdot F = V$ називають **об'ємним потоком речовини (об'ємною витратою)**, одиниця цієї величини - м³/с, \dot{m} – масова витрата речовини (кг/с).

1.7.1.2 Стаціонарний потік (режим, процес, стан)

Про стаціонарний поточний процес (режим, стан) говорять тоді, коли всі характеристики системи **не залежать від часу**. Звідси випливає: загальна маса речовини, що знаходиться в контрольному об'ємі у будь-який момент часу стала, хоча одні порції речовини змінюються іншими, тому $dm/d\tau = 0$. За цієї умови рівняння (1.39) набуває вигляду

$$\sum \dot{m}_n = \sum \dot{m}_e \quad (1.40)$$

Отже, при стаціонарному режимі сумарні масові потоки речовини на вході і виході системи однакові, при цьому кожний вхідний і вихідний масовий потік сталий.

Рівність суми масових потоків усіх тіл, що вводяться у дану відкриту систему, сумі масових потоків усіх тіл, що виводяться із системи, **не обов'язково означає**, що відкрита система знаходиться у **стаціонарному стані**. Хоча загальна маса речовини в системі у будь-яку мить буде сталою, **інші параметри, такі як температура і тиск, можуть змінюватись з часом**. Коли режим **стаціонарний**, то значення будь-якої характеристики системи не залежать від часу. **Зауважимо**, що припущення про стаціонарність і одномірність потоку є незалежними поняттями. **Одне поняття не витікає з іншого.**

1.7.2 Загальні форми енергетичного балансу

Баланс енергії **впливає з закону збереження енергії**. Цей баланс складається для системи, відокремленої від оточення контрольною поверхнею. Остання повинна бути спільною для балансу енергії і маси. **Через контрольну поверхню відкритої системи енергія може підводитись чи відводиться не лише у формі теплоти чи роботи, а й з потоком речовини.**

Закрита система, за означенням, речовиною з оточенням не обмінюється; отже її границю можуть пересікати лише потоки теплоти та роботи. Очевидно, енергетичний баланс відкритої чи закритої системи можна подати у такій формі:

$$E_n = \Delta E + E_e, \quad (1.41)$$

яка схематично представлена на рис. 1.6.



Рис. 1.6. Схема енергообміну системи відповідно до рівняння (1.41).

Як уже відзначалось, див. (1.2) та (1.3), енергія (E) системи масою (m) пов'язана з її внутрішньою енергією (U), кінетичною енергією (E_k) і потенціальною енергією в полі сили тяжіння (E_{nom}) рівнянням

$$E = U + E_k + E_{nom} \quad (1.42)$$

Значення величин E_k , E_{nom} обчислюють відносно **системи відліку**, а значення внутрішньої енергії U **від системи відліку не залежить**. У кожному стані система має цілком певне значення енергії.

Енергія системи E є характеристикою стану. Звідси випливає, що **зміна запасу енергії системи ΔE не залежить від ходу процесу, а визначається лише різницею в кінцевому $E_{кц}$ та початковому $E_{поч}$ станах ($\Delta E = E_{кц} - E_{поч}$).**

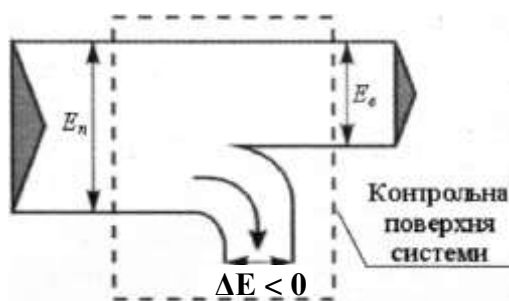


Рис. 1.7. Смуговий графік балансу енергії, тут $E_n - E_e = \Delta E < 0$.

Коли з системи **відводиться енергія** ($E_n > E_e$), то запас енергії системи зменшується з часом ($\Delta E < 0$).

На рис. 1.7 енергетичний баланс системи при $\Delta E < 0$ подано у вигляді **смугового графіка**, ширина смуги якого еквівалентна величині енергії.

У протилежному випадку ($E_n < E_e$) запас енергії зростає з часом ($\Delta E > 0$). У стаціонарному режимі ($E_n = E_e$) запас енергії відкритої системи не змінюється з часом, тобто $E = const$. Енергія ізольованої системи ($E_n = 0$, $E_e = 0$) також є стала величина: $\Delta E = 0$ і $E = const$.

Для елементарного процесу, який протікає за нескінченно малий проміжок часу $d\tau$ рівняння (1.41) приймає вигляд

$$\delta E_n = dE + \delta E_e \quad (1.43)$$

dE – безмежно мала **зміна енергії системи за проміжок часу $d\tau$** ; δE_n і δE_e – **зміни енергії, а елементарні кількості енергії, що передаються через контрольну поверхню за той самий проміжок часу $d\tau$.**

Розділивши (1.43) на $d\tau$, отримаємо

$$\dot{E}_n - \dot{E}_e = \frac{dE}{d\tau} \quad (1.44)$$

У цьому виразі $dE/d\tau$ характеризує інтенсивність (швидкість) зміни енергії робочого тіла, що знаходиться в системі у момент τ , а $\dot{E}_n = \delta E_n / d\tau$ і $\dot{E}_e = \delta E_e / d\tau$ – миттєві **потоки енергії**, яка підводиться до системи і відводиться від неї.

Під величинами E'_n , E'_e можна розуміти сумарні потоки енергії, які можуть відповідно підводитись чи відводитись у формі теплоти, роботи та з потоком речовини. Тоді замість (1.8) можна записати

$$\sum E'_n - \sum E'_e = dE/d\tau \quad (1.44a)$$

E'_n , E'_e - потоки енергії, що передаються одним із згаданих раніше трьох способів.

Якщо система **стаціонарна** ($dE/d\tau = 0$), то **сума підведених до системи потоків енергії дорівнює сумі відведених**:

$$\sum E'_n = \sum E'_e \quad (1.45)$$

і прібрист енергії E всередині системи відсутній ($E = \text{Const}$).

1.7. 3 Відкриті системи

У технічних застосуваннях термодинаміки переважають машини і апарати з одним чи декількома потоками речовини. Прикладами таких систем можуть бути: парогенератор, де внаслідок підведення теплоти одержують пару з потоку води, турбіна з потоком газу чи пари, компресор.

Для поточних процесів (пристроїв) **виводиться особлива форма рівняння першого закону термодинаміки**, яка зручна для практики. **Енергетичний баланс складається відносно координат, зв'язаних з нерухомим тілом відліку**. Об'єкт аналізу - **відкриту систему** називають часто **контрольним об'ємом**. Поверхня, що обмежує контрольний об'єм (відкриту систему) - **гранична або контрольна поверхня**, її можуть перетинати потоки енергії у формі теплоти, роботи і з потоком речовини. Розглянемо кожний з цих потоків енергії окремо.

1.7.3.1 Енергія, що передається через границю системи з потоком речовини

Для визначення цієї енергії виділимо у суцільному потоці речовини об'єм з елементарною масою δm (рис. 1.8). У термодинамічному аналізі припускається, що в місці вибору перерізу **1 потік одномірний**, а параметри в межах виділеного тіла масою δm **незмінні в часі**.

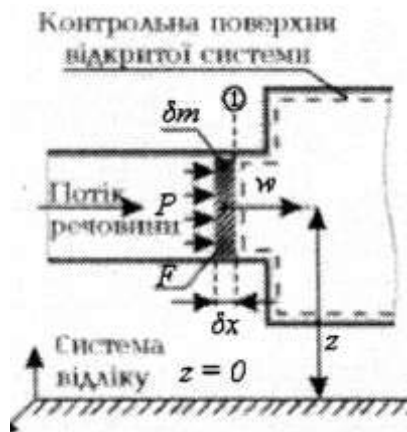


Рис. 1.8. Схема потоку речовини в каналі змінного перерізу.

Це дає можливість визначити запас енергії елемента δm : $(u + w^2/2 + gz) \cdot \delta m$. Проте в умовах суцільного потоку речовини передача енергії через переріз **1 не обмежується переносом внутрішньої, кінетичної та потенціальної енергій**. Речовина, що **рухається вслід за тілом масою δm** , проштовхує його через нерухомий переріз **1**, виконуючи функцію поршня. Такий уявний поршень, долаючи при своєму переміщенні протидію сил тиску в перерізі **1**, виконує роботу, яку називають **роботою проштовхування (помпуння)**.

Без виконання цієї роботи спрямований рух суцільного середовища був би неможливий. **Організація руху пов'язана з дією сил, які створюються на початку потоку, наприклад, компресором, насосом і т.д.** Ці сили породжують у будь-якому перерізі потоку речовини **внутрішні пружні сили, які виконують роботу проштовхування**.

Вираз для роботи проштовхування одержимо так. При проштовхуванні тіла масою δm через переріз **1**, площа якого F , сила pF переміщує об'єм на відстань dx , при цьому виконується робота $pFdx$. Оскільки добуток Fdx виражає елементарний об'єм δV тіла масою δm , питомий об'єм якого $v = \delta V/\delta m$, то можна записати $pFdx = pv\delta m$.

Отже, при проходженні елемента масою δm через переріз **1** за проміжок часу $d\tau$ передається енергія

$$(u + pv + w^2/2 + gz) \delta m = (h + w^2/2 + gz) \delta m,$$

h – питома ентальпія речовини.

З цього виразу видно, що передана енергія складається не лише з запасу енергії елемента δm , а й з додаткової енергії, що *передається у формі роботи проитовхування*.

Додаткова енергія, назвемо її енергією проитовхування, проявляється через те, що тіло масою δm входить як складова частина в суцільний потік речовини.

Розділивши вираз $(h + w^2/2 + gz)\delta m$ на δm , для *питомої енергії потоку речовини* матимемо

$$u + pv + w^2/2 + gz = h + w^2/2 + gz = e_p \quad (1.46)$$

Потік енергії, що передається з потоком речовини \dot{m} через переріз I , рівний

$$\dot{E}_p = \dot{m}(h + w^2/2 + gz) \quad (1.47)$$

Досить часто при виконанні розрахунків величиною потенціальної енергії gz нехтують,

$$e_p = h + k, \text{ де } k = w^2/2, \text{ чи } \dot{E}_p = \dot{m}h + \dot{m}k = \dot{H} + \dot{K}. \quad (1.48)$$

Оскільки величини k , K зв'язані з кінетичною енергією потоку речовини, то використовуючи механічну аналогію, *ентальпію умовно вважають потенціальною енергією потоку речовини*.

1.7.3.2 Енергія, що передається через границю системи у формі технічної роботи

Загалом технічна робота L_{mex} означається як енергія, що передається у поточному процесі у формі роботи через контрольну поверхню, за винятком вхідного і вихідного перерізів.

Технічна робота, наприклад, виконується робочим тілом при обертанні ротора турбіни або при одержанні електричної роботи в каналі магнітогідродинамічного генератора. У цих прикладах технічна робота *відводиться* від потоку робочого тіла через границю відкритої системи.

Технічна робота може підводитись до потоку різними способами: робоче тіло може нагнітатись компресором, перекачуватись електромагнітним насосом і т. д. Найчастіше ми будемо зустрічатись з випадком, коли *технічна робота* передається через контрольну поверхню відкритої системи обертовим валом (турбіни, компресори, насоси, вентилятори, двигуни і т.п.), звідси - *технічна робота або робота валу*.

Інтенсивність виконання роботи характеризується *миттєвою потужністю (потокм роботи)*

$$N_{mex} = \delta L_{mex} / d\tau$$

Одиницею потужності в СІ є Ват (Вт). Часто користуються кратні одиниці потужності: кіловат, мегават. Зв'язок між ними такий: $1 \text{ кВт} = 10^3 \text{ Вт}$; $1 \text{ МВт} = 10^6 \text{ Вт}$.

Нагадаємо, що потужність (потік роботи) N_{mex} додатна, коли робота виконується над оточенням. У протилежному випадку вона вважається *від'ємною*. Кількість енергії, що передається у формі роботи протягом проміжку часу $\Delta\tau$, знаходиться інтегруванням

$$L_{mex} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} N_{mex} \cdot d\tau.$$

У стаціонарному режимі N_{mex} - стала величина і не залежить від проміжку часу $\Delta\tau$, протягом якого виконується робота. Тоді $L_{mex} = N_{mex} \cdot \Delta\tau$. Одиницею роботи в СІ є *джоуль (Дж)*. Зв'язок між потужністю і питомою технічною роботою визначається співвідношенням

$$l_{mex} = N_{mex} / \dot{m}.$$

У випадку, коли контрольну поверхню системи перетинає більш ніж один вал, величину N_{mex} , як сумарну потужність, можна подати у вигляді алгебраїчної суми відведених і підведених потоків роботи

$$N_{\text{мет}} = \sum N_{\text{мет},\text{в}} - \sum |N_{\text{мет},\text{в}}| \quad (1.49)$$

1.7.3.3 Енергія, що передається через контрольну поверхню системи у формі теплоти

Потік теплоти $Q' = \delta Q/d\tau$ може передаватись через контрольну поверхню лише при наявності різниці температур між робочим тілом і оточенням.

Існують три основні способи теплообміну: **теплопровідність, конвекція і випромінювання**. Одиницею теплового потоку в СІ є **Ват (Вт)**, на практиці використовується $10^3 \text{ Ват} = \text{кіловат (кВт)}$, $10^6 \text{ Ват} = \text{мегават (МВт)}$ та інші. Кількість енергії, що передається в формі теплоти за проміжок часу $\Delta\tau = \tau_1 - \tau_2$ знаходиться інтегруванням

$$Q = \int_{\tau_1}^{\tau_2} \dot{Q} \cdot d\tau$$

При **підведенні теплоти** до системи вважають, що $Q' > 0$, при **відведенні** $Q' < 0$. У стаціонарному режимі величина Q' не змінюється з часом, тому $Q = Q' \cdot \Delta\tau$; **відношення $Q'/m' = q$ називають питомою теплотою процесу**. У багатьох інженерних застосуваннях важливу роль відіграє **адіабатний процес, який відбувається без теплообміну контрольного об'єму з оточенням ($Q = 0$)**.

Загалом потік теплоти Q' можна подати у вигляді алгебраїчної суми всіх підведених і відведених теплових потоків, які пересікають границю контрольного об'єму

$$\dot{Q} = \sum \dot{Q}_n - \sum |\dot{Q}_s| \quad (1.50)$$

Відомості про потоки енергії, що передаються через контрольну поверхню у формі теплоти, роботи і з речовиною, використовуються для отримання рівнянь першого закону термодинаміки для стаціонарних і нестаціонарних поточних процесів.

1.8 Енергетичні баланси стаціонарних поточних процесів

Найбільш поширені в інженерній практиці **стаціонарні поточні процеси**. У стаціонарному режимі маємо:

1) Всередині контрольного об'єму маса речовини, її стан, а отже і запас енергії не змінюється з часом ($dm = 0$, $dE = 0$).

2) Величини, які визначаються на границі контрольного об'єму (масові потоки, потоки енергії в формі теплоти і роботи, характеристики стану речовини) є сталими.

За таких умов рівняння матеріального і енергетичного балансів, як показано раніше, мають вигляд:

$$\sum \dot{m}_n = \sum \dot{m}_s, \quad \sum \dot{E}_n = \sum \dot{E}_s$$

1.8.1 Алгебраїчна форма рівняння для відкритих систем з одним потоком речовини

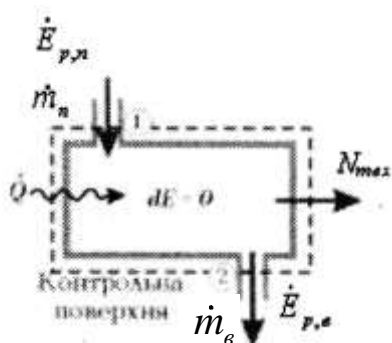


Рис. 1.9. Відкрита система з одним входом та виходом.

Часто зустрічається випадок, коли через контрольний об'єм протікає один стаціонарний потік. Схему такої системи показано на рис. 1.9.

З рівняння матеріального балансу (1.40) випливає, що $m'_n = m'_s$. Це означає, що потік маси речовини на виході із контрольного об'єму мусить бути таким же, як і на вході. Загальний потік маси можна позначити просто m' ($m'_n = m'_s = m'$). На рис. 1.9 показано схему енергобалансу для випадку, коли потік енергії у формі теплоти підводиться до системи ($Q' > 0$), а потік енергії у формі технічної роботи відводиться ($N_{\text{мех}} > 0$), тобто величини Q' , $N_{\text{мех}}$ - додатні. Тоді згідно з рівністю $E'_n =$

E'_e при $Q' > 0, N_{mex} > 0$ маємо

$$\underbrace{\dot{Q} + \dot{m}(h + w^2/2 + gz)_n}_{\text{Сума підведених потоків енергії}} = \underbrace{N_{mex} + \dot{m}(h + w^2/2 + gz)_e}_{\text{Сума відведених потоків енергії}}$$

Звідси отримуємо рівняння першого закону термодинаміки для стаціонарного поточного процесу

$$\dot{Q} = \dot{m}[(h + w^2/2 + gz)_e - (h + w^2/2 + gz)_n] + N_{mex}, \quad (1.51)$$

де індекс «*n*» позначає характеристики стану речовини у вхідному перерізі потоку, а індекс «*e*» вказує на вихідний переріз.

Щодо виводу рівняння (1.51) слід зробити такі зауваження.

По-перше, вираз (1.51) одержано з умови, що $(Q' > 0, N_{mex} > 0)$. Щоб узагальнити його на випадок $Q' \neq 0, N_{mex} \neq 0$, досить прийняти, що величини Q', N_{mex} - алгебраїчні: $(Q' > 0)$, коли потік теплоти підводиться до системи (тіла), і $Q' < 0$ - коли відводиться; $N_{mex} > 0$ - при відведенні потужності від системи і $N_{mex} < 0$ - при підведенні.

По-друге, при виводі рівняння (1.51) використано параметри стану вхідного і вихідного перерізів **одномірного потоку**, де стани робочого тіла вважались **рівноважними**. Ніяких відомостей щодо параметрів стану всередині контрольного об'єму не вимагалось.

Звідси випливає, що рівняння (1.51) **справедливе для будь-якого стаціонарного поточного процесу, в тому числі і для необоротного процесу** (тертя, хімічні реакції і т. п.). При застосуванні рівняння енергетичного балансу (1.51) до стаціонарного потоку речовини, яка проходить лише через один контрольний об'єм чи послідовно через декілька контрольних об'ємів, можна вхідні і вихідні перерізи каналів на границях контрольних об'ємів позначати цифрами 1, 2, 3..., як показано на рис. 1.10, а не індексами "*n*", "*e*".

Тоді для першого контрольного об'єму на підставі (1.51) можна записати

$$\dot{Q}_{12} = \dot{m}[h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1)] + N_{12mex} \quad (1.52)$$

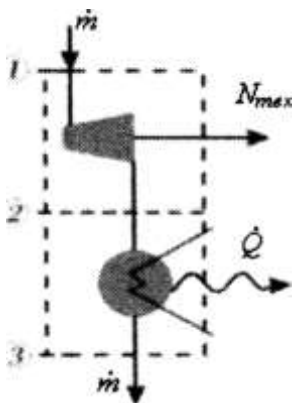


Рис. 1.10. Схема стаціонарного потоку речовини через турбіну (1-2) і конденсатор (2-3).

і відповідно з індексами 2, 3 для наступного. Оскільки масовий потік на вході і виході відкритої системи однаковий, то можна відносити всі члени рівняння (1.14) до масової витрати тіла m' , тобто користуватись відповідними питомими величинами

$$q_{12} = h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1) + l_{12mex}, \quad (1.53)$$

$q_{12} = Q'_{12}/m'$ - питома теплота процесу $l_{mex12} = N_{mex12}/m'$ - питома технічна робота процесу; $h_2 - h_1 = \Delta h$ - зміна питомої ентальпії робочого тіла (різниця між значеннями питомих ентальпій на виході і вході контрольного об'єму); $(w_2^2 - w_1^2)/2 = \Delta(w^2/2) = \Delta k$ - зміна питомої кінетичної енергії; $g(z_2 - z_1) = g\Delta z$ - зміна питомої потенціальної енергії. Опускаючи індекси 1,2, вираз (1.53) можна переписати так:

$$q = \Delta h + \Delta k + g\Delta z + l_{mex} \quad (1.54)$$

У теплових машинах зміна потенціальної енергії гравітаційного поля, зовсім неістотна, приймемо $g\Delta z = 0$.

Рівняння (1.53) досить легко вивести, використавши схему енергетичного балансу для 1 кг робочого тіла, що протікає через відкриту систему (рис. 1.11). За законом збереження енергії

$$q_{12} + (h_1 + w_1^2/2 + gz_1) = l_{mex12} + (h_2 + w_2^2/2 + gz_2),$$

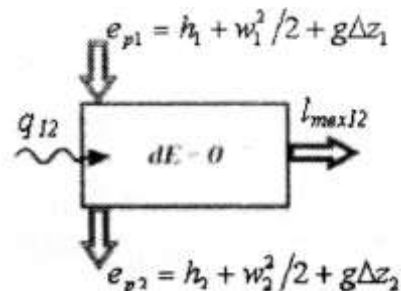


Рис. 1.11. Схема енергетичного балансу для 1 кг робочого тіла, що протікає через відкриту систему.

звідси одержуємо (1.53). Помноживши ліву і праву частини на масову витрату робочого тіла m' , дістанемо рівняння (1.54).

1.8.2 Алгебраїчна форма рівняння для відкритих систем з декількома потоками речовини

Перший закон для стаціонарних поточних процесів можна розширити на відкриті системи з декількома потоками речовини (рис. 1.12). Аналогічно до (1.52) дістанемо

$$\dot{Q} = \sum \dot{m}_e (h + w^2/2 + gz)_e - \sum \dot{m}_n (h + w^2/2 + gz)_n + N_{mex} \quad (1.55)$$

У цьому виразі \dot{Q} , N_{mex} - сумарні потоки теплоти і роботи, які передаються через границю системи. Перша сума у правій частині рівняння відноситься до всіх вихідних потоків речовини, які можуть відрізнитись масовою витратою та параметрами стану. Друга сума відноситься відповідно до всіх потоків речовини на вході контрольного об'єму.

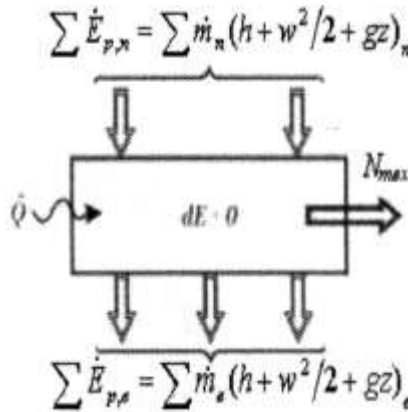


Рис. 1.12. Стаціонарні відкриті системи з декількома потоками речовини.

Застосовуючи алгебраїчні рівняння першого закону термодинаміки слід завжди пам'ятати про знаки їх членів.

1.8.3 Узагальнена форма рівняння першого закону

При складанні енергетичних балансів установок чи їх елементів нерідко досить зручно користуватись такою формою рівняння, всі члени якого мають абсолютні величини. Ця форма виводиться з умови, що у загальному випадку потоки енергії можуть як підводитись, так і відводитись трьома способами: у формі теплоти (при теплообміні), у формі технічної роботи (при виконанні роботи) і з потоком речовини (при масообміні) (рис. 1.7)

У стаціонарному режимі згідно з (1.10) сума потоків енергії на вході в контрольний об'єм дорівнює сумі потоків

енергії на виході:

$$\dot{Q}_n + N_{mex,n} + \sum \dot{m}_n (h + w^2/2 + gz)_n = \dot{Q}_e + N_{mex,e} + \sum \dot{m}_e (h + w^2/2 + gz)_e \quad (1.56)$$

Позначивши сумарний потік ентальпії $\sum m'h$ через \dot{H} , а сумарний потік кінетичної енергії $\sum m'k$ через \dot{K} у випадку $gz \approx 0$ замість (1.18) можна записати, див. рис. 1.13,

$$\begin{aligned} \dot{Q}_n + N_{mex,n} + \dot{H}_n + \dot{K}_n &= \dot{Q}_e + N_{mex,e} + \dot{H}_e + \dot{K}_e \\ \text{або} \\ \sum \dot{E}_n &= \sum \dot{E}_e \end{aligned} \quad (1.57)$$

Кожний член рівнянь (1.56) і (1.57) є абсолютною величиною, яка в окремому випадку може дорівнювати нулю.



Рис. 1.13. Узагальнена схема стаціонарних потоків енергії.

Про підведення чи відведення енергії відповідним способом можна дізнатися з рисунка 1.13, на якому зображають стрілками напрями потоків енергії, чи за допомогою індексу будь-якої складової величини цих рівнянь.

1.9 Контрольні запитання

1. Що таке термодинамічна система та її контрольна поверхня? Що таке ступені вільності термодинамічної системи? Скільки ступенів вільності має термомеханічна система, назвіть їх.
2. Що таке відкрита, замкнута, адіабатна та ізольована системи? Поясніть поняття частково ізольованої системи.
3. Що таке параметри стану та функції стану системи? Поясніть, що таке рівноважний та стаціонарний стани, чим вони відрізняються?
4. Що таке термодинамічний процес? Які процеси називають рівноважними, а які є не рівноважними? Перелічіть та запишіть у загальному вигляді рівняння відомих вам термодинамічних процесів для термомеханічної системи.
5. Що таке кругові процеси або термодинамічні цикли? Чим характерний цикл? У вигляді якої фігури зображується термодинамічний цикл на діаграмі стану? Чому рівна зміна функції стану в циклі?
6. Що таке енергія? Які види енергії вам відомі? Як зв'язані форми руху матерії та види енергії? Що таке робота та теплота? Що спільного і у чому відмінність між теплою та роботою?
7. Що таке внутрішня енергія системи? У яких одиницях її вимірюють у СІ? Чому внутрішня енергія є функцією стану термодинамічної системи? В чому це проявляється?
8. Від яких параметрів стану залежить внутрішня енергія термодинамічної системи? Що означає, "... внутрішня енергія є функцією від стану ТДС"?
9. Запишіть та поясніть вираз для повної енергії ТДС. Як співвідносяться повна та внутрішня енергії ізольованої системи?
10. Що таке ентальпія ТДС? Який фізичний зміст ентальпії? Як зв'язані між собою ентальпія та внутрішня енергія? У яких одиницях вимірюють питому ентальпію в СІ?
11. Від яких параметрів стану залежить ентальпія термодинамічної системи? Що означає твердження, що ентальпія є функцією від стану ТДС?
12. Що таке ентропія ТДС? Сформулюйте властивість адитивності для ентропії ТДС. Одиниці вимірювання ентропії в СІ? Чи можливо безпосередньо виміряти ентропію?
13. Від яких параметрів стану залежить ентропія термодинамічної системи? Що означає твердження, що ентропія є функцією від стану ТДС?
14. До якого стану прямує ізольована ТДС? Чи можлива самочинна зміна стану ТДС? Якщо стан ТДС змінюється, чи змінюється її внутрішня енергія, чому? Які ви знаєте форми зміни внутрішньої енергії?
15. У який спосіб можна змінити енергію термомеханічної, або іншої системи? Як і в якому випадку називаються ці зміни енергії?
16. Який геометричний зміст роботи? На якій діаграмі станів відображають процес роботи, нарисуйте його? Чи має зміст твердження «...кількість роботи ТДС»?
17. Як розраховують теплоту процесу, використовуючи поняття ентропії? Зобразіть на "T-s" діаграмі процес теплообміну.
18. Чи можливо розрахувати кількість теплоти процесу без використання поняття ентропії? Запишіть цей алгоритм розрахунку та поясніть його.
19. Як зв'язані між собою робота, теплота та внутрішня енергія? Чому робота і теплота не є функціями від стану ТДС? В чому суть їх еквівалентності?
20. Сформулюйте перше начало (закон) термодинаміки. Запишіть і поясніть основне рівняння термодинаміки.
21. Чим відрізняються оборотні та необоротні процеси? Як записується перше начало термодинаміки з врахуванням необоротності процесів? Запишіть та поясніть зміст основної нерівності термодинаміки?

22. Що таке відкрита система? Чи потік речовини є прикладом відкритої системи? Сформулюйте умову стаціонарності потоку та його нерозривності. Виведіть диференціальну форму рівняння нерозривності потоку.

23. Що таке питома робота проштовхування речовини в каналі? Запишіть вираз для неї. У яких одиницях вона вимірюється в СІ?

24. Запишіть і поясніть вираз для першого начала термодинаміки в диференціальній формі для потоку речовини. Що таке технічна робота?

25. Поясніть, що таке наявна питома робота? Який її фізичний зміст і як цю величину розраховують? Розрахуйте її для ізотермічного процесу.

26. Виразіть перше начало термодинаміки через наявну роботу. Куди тратиться тепло, якщо процес ізоентальпний?

27. Запишіть і поясніть рівняння першого начала термодинаміки для відкритих систем з одним та декількома потоками речовини.

1.10 Приклади розв'язування задач

Приклад 1.1. Газ при $p = 1,6 \text{ МПа}$ та з густиною $\rho_1 = 3,0 \text{ кг/м}^3$ при охолодженні в теплообміннику ізобарно зменшує об'єм у 4 рази. Визначити роботу зміни об'єму l_v та наявну роботу l_n за рівноважного проходження процесу.

Дано:

$$p = \text{const};$$

$$p = 1,6 \text{ МПа};$$

$$\rho = 3,0 \text{ кг/м}^3;$$

$$v_1/v_2 = 4.$$

Визначити: l_v та l_n .

Розв'язання.

1. Визначаємо початковий питомий об'єм

$$v_1 = 1/\rho_1 = 0,333 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

2. Питомий об'єм після завершення процесу

$$v_2 = v_1/4 = 0,0833 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

3. Питома робота ізобарного оборотного процесу

$$l_{12} = \int_{v_1}^{v_2} p(v) dv = p(v_2 - v_1). \quad l_{12} = 1,6 \cdot (0,0833 - 0,333) = -0,400 \text{ МДж/кг}.$$

Знак «-» вказує на те, що робота виконувалася над газом (ТДС) зовнішнім тиском.

4. Наявна робота ізобарного процесу

$$l_n = \int_{v_1}^{v_2} v(p) dp = 0, \text{ оскільки } dp = 0, \text{ то наявна робота ізобарного процесу рівна нулю.}$$

Приклад 1.2. При рівноважному охолодженні газу в закритій посудині з відводом 500 кДж/кг теплоти при завершенні процесу температура $t_2 = 27^\circ \text{C}$. Визначити зміну ентропії в даному процесі та початкову температуру T_1 . Теплоємність газу $C = 1,2 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}$.

Дано:

$$Q = -500 \text{ кДж/кг}; \quad t_2 = 27^\circ \text{C};$$

$$C = 1,2 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{K)}.$$

Визначити: Δs та T_1 .

Розв'язання.

1. Зміну ентропії в оборотному процесі представляємо як,

$$s_{12} = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} dT = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c}{T} dT = c \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}. \text{ Прийнято, що } c = \text{Const.}$$

2. Початкову температуру в процесі визначаємо з виразу для відведеного тепла

$$q_{12} = \int_{v_1}^{v_2} c(T) dT = c(T_2 - T_1). \quad T_1 = cT_2 - \frac{q_{12}}{c}. \quad T_1 = 1.2 \cdot (27 + 273) + 500/1.2 = 716.8 \text{ K.}$$

3. Зміна ентропії в процесі

$$\Delta s_{12} = c \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = \frac{1.2(27 + 273)}{716.8} = -0.97 \text{ кДж/кг} \cdot \text{K}.$$

Знак «-» вказує на те, що при охолодженні газу його ентропія зменшується.

Приклад 1.3. В ізобарному процесі при $p = 3 \text{ бар}$ об'єм газу зростає від $0,5$ до $2,5 \text{ м}^3$, а зміна внутрішньої енергії дорівнює 800 кДж . Визначити роботу газу, а також з'ясувати, чи виконуються в цьому процесі умови внутрішньої рівноваги. Обчислення виконати для двох випадків: а) $Q_{\text{еф}} = 1200 \text{ кДж}$; б) $Q_{\text{еф}} = 600 \text{ кДж}$. Побудувати схеми енергобалансу.

Дано:

$p = \text{const}$; $p = 3 \text{ бар}$;

$v_1 = 0.5 \text{ м}^3$;

$v_2 = 2.5 \text{ м}^3$;

$\Delta U = +800 \text{ кДж}$;

а) $Q_{\text{еф}} = +1200 \text{ кДж}$;

б) $Q_{\text{еф}} = +600 \text{ кДж}$.

Визначити: $L_{\text{еф}}$, $L_{\text{тер}}$

Розв'язання.

1. Робота рівноважного ізобарного процесу ($p = \text{Const}$),

$$L_{12} = \int_{v_1}^{v_2} p(v) dv = p(v_2 - v_1). \quad L_{12} = 3 \cdot 10^5 (2.5 - 0.5) = 600 \text{ кДж}.$$

2. Ефективну (корисну) роботу процесу визначаємо з першого начала термодинаміки.

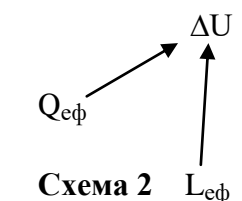
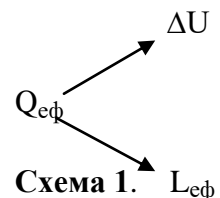
2.1. Випадок а): $L_{\text{еф}} = Q_{\text{еф}} - \Delta U = 1200 - 800 = 400 \text{ кДж}$.

Робота подолання внутрішнього тертя $L_{\text{тер}} = L_{12} - L_{\text{еф}} = 600 - 400 = 200 \text{ кДж}$.

В даному випадку $L_{12} > L_{\text{еф}}$, тобто $L_{\text{тер}} > 0$, що підтверджує необоротний характер процесу: підведена теплота йде на виконання роботи та збільшення внутрішньої енергії газу, див. схему 1.

2.2. Випадок б): $L_{\text{еф}} = Q_{\text{еф}} - \Delta U = 600 - 800 = -200 \text{ кДж}$.

$L_{\text{тер}} = L_{12} - (-L_{\text{еф}}) = 600 + 200 = 800 \text{ кДж}$. В цьому випадку $L_{\text{еф}} < 0$, це значить, що робота виконується над тілом (системою) і збільшує внутрішню енергію системи, див. схему 2. Слід звернути увагу на те, що в цьому випадку, не зважаючи на розширення газу ($v_2 > v_1$), ефективна робота процесу виявилася від'ємною, що пояснюється великими енергозатратами на тертя, для компенсації яких потрібні додаткові витрати енергії зовні.



Приклад 1.4. При течії в нерухомому каналі тиск газу зменшився у 6 разів, а густина в 4; при цьому швидкість потоку зросла від 50 до 950м/с. Визначити роботу розширення та наявну роботу в цьому процесі, якщо $p_1 = 25\text{бар}$, а $v_1 = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}$. Як зміняться при цьому калоричні параметри газу (u , h , s) якщо процес проходить адіабатно?

Дано:

$p_1/p_2 = 6$; $\rho_1/\rho_2 = 4$; або $v_2/v_1 = 4$; $v_1 = 0,12 \text{ м}^3/\text{кг}$; $w_1 = 50\text{м/с}$; $w_2 = 950\text{м/с}$; $p_1 = 25\text{бар}$; $q = 0$; $l_T = 0$.

Визначити: Δu , Δh , Δs , l_v та l_n .

Розв'язання.

1. За рівнянням балансу енергії робота зміни об'єму потоку газу залежить від технічної роботи, зміни кінетичної та потенціальної енергій та зміни потенційної енергії тиску,

$$l_v = l_T + \Delta \left(\frac{w^2}{2} \right) + \Delta(pv) + \Delta(gz).$$

2. Визначаємо зміну кінетичної енергії,

$$\Delta K = \Delta \left(\frac{w^2}{2} \right) = \frac{950^2 - 50^2}{2} = 450 \text{кДж}.$$

3. Зміна потенційної енергії тиску

$$\Delta(pv) = p_2 v_2 - p_1 v_1 = p_1 v_1 \left(\frac{4}{6} - 1 \right) = -100 \text{кДж}.$$

4. Робота зміни об'єму потоку газу при $\Delta(pv) = 0$,

$$l_v = 450 - 100 = 350 \text{кДж}.$$

5. В загальному випадку наявна робота потоку газу дається виразом,

$$l_n = \frac{\Delta \omega^2}{2} + l_T = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \text{ якщо } l_T = 0, \text{ то } l_n = \frac{\Delta \omega^2}{2} = 450 \text{кДж}.$$

6. З закону збереження енергії $q = \Delta u + l_v$ при $q = 0$, отримуємо $\Delta u = - l_v = -350 \text{кДж}$.

7. З рівняння першого начала для потоку маємо

$$q = \Delta h + l_n, \text{ якщо } q = 0, \text{ то } \Delta h = - l_n = - 450 \text{кДж}.$$

8. Якщо між системою та середовищем відсутній теплообмін $q = 0$, то процес ізоентропним, тобто $\Delta s = 0$.

Приклад 1.5. При енергетично ізольованій течії ($\delta q = 0$, $\delta l = 0$) швидкість газового потоку в умовах рівноважного процесу змінюється від 150 до 650м/с. Визначити зміну ентальпії потоку. Як зміняться результати обчислювання, якщо внаслідок енергетичних втрат кінцева швидкість зменшилась до 600м/с.

Дано:

$\delta q = 0$, $\delta l = 0$; $w_1 = 150\text{м/с}$; $w_2 = 650\text{м/с}$; $w_2' = 600\text{м/с}$.

Визначити: Δh , $\Delta h'$.

Розв'язання.

1. При оборотній течії рівняння першого закону термодинаміки

$$q = \Delta h + l_T + \Delta \left(\frac{w^2}{2} \right) + \Delta(gz), \text{ оскільки } q = 0, l_T = 0, \Delta z = 0, \text{ то } \Delta h = - \Delta \left(\frac{w^2}{2} \right).$$

$$\Delta h = - \frac{650^2 - 150^2}{2} = - 200 \text{ кДж/кг.}$$

2. При зміні кінцевої швидкості від 650 до 600 м/с зміна ентальпії рівна,

$$\Delta h = - \frac{600^2 - 150^2}{2} = - 168.8 \text{ кДж/кг.}$$

В обох випадках використовують еквівалентність між зростанням швидкісного напору та зменшенням ентальпії.

1.11 Завдання для самостійної роботи

Оформлюють роботу так:

1. Вказують дату, номер і назву теми.
2. Номер задачі за варіантом (наприклад, 1-3, перша цифра «1» - номер задачі, друга «3» остання цифра номера студента у списку академгрупи.).
3. Розрахунки виконують в СІ. Значення вихідних даних для задач вибирають з відповідних таблиць за цифрою номера у списку академгрупи.

Завдання 1.1.

За заданого збільшення внутрішньої енергії та ентальпії газу в процесі визначити теплоту, термодинамічну та наявну роботу рівноважного процесу. Значення ΔU , ΔH та характер процесу взяти з табл. 1.1. Побудувати та пояснити схеми енергобалансу.

Таблиця 1.1. Дані до завдання 1. 1.

Остання цифра номера	ΔU , кДж	ΔH , кДж	Процес
1	800	1120	$V = \text{const}$
2	800	1120	$P = \text{const}$
3	800	1120	$S = \text{const}$
4	500	700	$u = \text{const}$
5	500	700	$P = \text{const}$
6	500	700	$S = \text{const}$
7	600	850	$V = \text{const}$
8	600	850	$P = \text{const}$
9	600	850	$S = \text{const}$
0	400	530	$V = \text{const}$

Завдання 1. 2

За оберненої ізобарної течії газу, витрата якого m кг/с, виконується технічна робота потужністю N_T , Вт. Визначити початкову швидкість потоку, якщо кінцева W_2 м/с. Дані взяти з табл. 1.2.

Таблиця 1.2. Дані до завдання 1.2.

Остання цифра номера	m , кг/с	N_T , кВт	W_2 , м/с
1	30	3600	100
2	20	2400	100
3	20	1500	100
4	40	3200	
5	10	1750	100
6	40	3000	100
7	10	800	0
8	20	875	50
9	20	3500	100
0	40	1750	50

Завдання 1. 3.

В ізотермічному процесі зміни стану тіла при заданих T К, зміна ентропії ΔS кДж/К, зростання ентальпії ΔH кДж. З'ясувати, чи виконуються в процесі умови внутрішньої оборотності, якщо зовнішня наявна робота $L_{н\text{ еф}}$, кДж. Значення T , Δ , ΔH , $L_{н\text{ еф}}$ взяти з табл. 1.3.

Таблиця 1.3. Дані до завдання 1.3.

Остання цифра номера	T , К	ΔS , кДж/К	ΔH , кДж	$L_{н\text{ еф}}$, кДж
1	500	2	400	600
2	400	2	400	500
3	500	2	300	500
4	400	3	400	600
5	300	3	400	600
6	500	4	800	1200
7	400	4	800	1200
8	500	4	600	1000
9	400	6	800	1200
0	300	4	500	700

Завдання 1. 4.

Випробовуючи двигун потужністю N , кВт, використовують гальмо. Двигун працює на подолання сил тертя, 20% теплоти розсіюється в навколишньому середовищі, решта відводиться водою, яка охолоджує гальмо. Визначити витрату води m_1 , кг/год, якщо її температури t_1 , t_2 , °C теплоємність води $C=4,19$ кДж/(кг · К). Значення N , t_1 , t_2 взяти з табл. 1.4.

Таблиця 1.4. Дані до завдання 1.4.

Остання цифра номера	N , кВт	t_1 , °C	t_2 , °C
1	50	80	10
2	100	70	15
3	70	80	15
4	65	85	15
5	120	80	10
6	80	85	5
7	55	80	15
8	75	60	10
9	90	50	15
0	60	70	10

1.12 При виконанні самостійної роботи необхідно дотримуватися таких правил:

- розв'язки задач оформляти в окремих зошитах, вказавши дисципліну, свої П.І.Б., групу, тему заняття;
- обов'язково формулювати повністю зміст завдання (задачі) та скорочений запис даних;
- розв'язок супроводжувати детальним описом (обґрунтуванням) дій;
- числові дані записувати з точністю до 4-ї значущої цифри;
- при необхідності розв'язок супроводжувати рисунками та схемами;
- тексти розв'язків можуть виконуватися письмово, або в Times New Roman 12 через один інтервал;
- бажано при форматуванні розв'язку використовувати оболонку MathCad.

2 ДРУГИЙ ЗАКОН (НАЧАЛО) ТЕРМОДИНАМІКИ ТА ЙОГО НАСЛІДКИ

Якщо при аналізі процесів керуватися лише першим законом (началом) термодинаміки, то допустимими є будь-які процеси, що не суперечать закону збереження енергії. Зокрема, при теплообміні можна було б вважати, що теплота може передаватися як від тіла з більшою температурою до тіла з меншою, так і навпаки. При цьому перший закон вимагає лише: **щоб кількість теплоти, яка віддається одним тілом, була рівною кількості теплоти, прийнятої іншим.**

Але весь життєвий досвід, практика науки і техніки вказує на те, що **теплота самовільно передається тільки від нагрітих тіл до холодних, тобто самовільний (природний) процес теплообміну завжди спрямований в сторону тіл з нижчою температурою, причому він припиняється при досягненні рівності температур тіл, які беруть участь у теплообміні.**

Можливий і зворотний, але **не самовільний (протиприродний)** процес передачі теплоти від холодних тіл до більш гарячих (наприклад, у холодильних машинах), але для його здійснення **необхідна затрата додаткової енергії для забезпечення протікання такого неприродного процесу.**

2.1 Основні формулювання другого закону термодинаміки

Другий закон термодинаміки у найбільш загальному вигляді можна розуміти так, усі відомі в природі і техніці фізичні процеси можна поділити на:

- **самовільні, або природні**, які завжди протікають у визначеному напрямку, наприклад, **передача теплоти від гарячих тіл до холодних, розширення і змішування газів, перетворення роботи у теплоту**, для протікання яких **не потрібно додаткової зовнішньої роботи**;

- **не самовільні, або протиприродні**, наприклад, передача тепла від холодних тіл до гарячих в холодильних машинах, стиснення і розділення газів, перетворення теплоти в роботу, які вимагають для їх здійснення **додаткової зовнішньої роботи**, див. рис. 2.1.

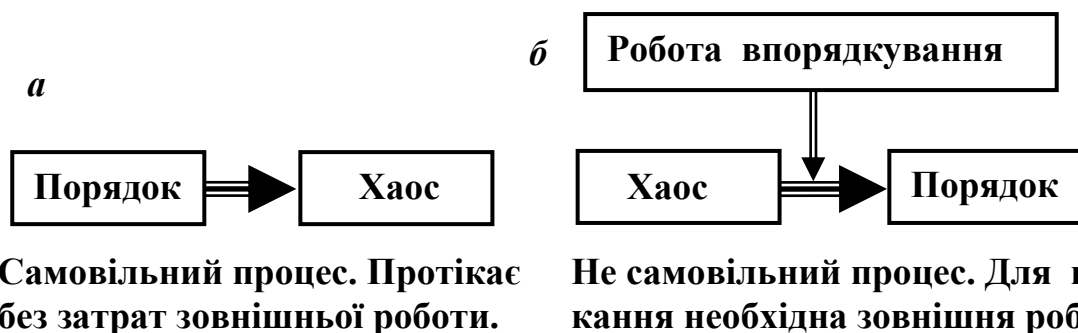


Рис. 2.1. Схема протікання самовільних і не самовільних процесів.

Характерною особливістю самовільних процесів є те, що після їх завершення в навколишньому середовищі обов'язково відбудуться залишкові зміни, які **унеможливлюють** протікання **зворотного процесу**. Отже, **самовільні (природні) процеси є необоротними.**

Будь-який самовільний процес з допомогою відповідних пристроїв можна використати для отримання роботи. Наприклад, використовуючи природні течії води **згори до низу**, за допомогою гідротурбіни можна виробляти механічну роботу, пізніше - електроенергію, а використовуючи природний перехід теплоти від гарячого тіла до холодного, за допомогою теплових машин можна отримувати механічну роботу. Спрямованість (необоротність) теплових процесів пояснюється молекулярно-кінетичною теорією речовини.

Енергія, що передається в процесі теплообміну, відповідає **хаотичному рухові атомів і молекул**, тоді як інші види енергії (механічна, електрична) зв'язані з **впорядкованим рухом ТДС або її частин**. Впорядкований рух легко перетворюється у хаотичний і, навпаки, **впорядкування хаотичного руху потребує зовнішньої роботи** (впорядкування), див. рис. 2.1.

Особливість теплопередачі, яка полягає у **спрямованості процесу** (самочинно тепло переходить лише від нагрітих тіл до холодних), є **суттю другого закону термодинаміки**. Існує декілька формулювань другого закону термодинаміки. Найвідомішими є формулювання:

Р. Клаузіуса (1850 р.):

- у замкненій ТДС неможливі процеси, у яких передача тепла від холодного тіла до нагрітого не супроводжується в ній іншими змінами

Кельвіна (У.Томсон, 1851р.)

- неможливо повністю перетворити тепло у роботу без будь-яких інших змін у навколишньому середовищі.

Досвід показує, що робота **може бути повністю** перетворена в теплоту (наприклад, через тертя) без будь-яких додаткових змін в оточенні. Але **зворотне перетворення теплоти у роботу завжди супроводжується додатковими самовільними процесами**.

2.1.1 Теплові двигуни

Тепловий двигун (машина) – періодично діючий пристрій, що перетворює тепло у роботу.

Схематично основні елементи теплового двигуна показані на рис. 2.2. Він повинен забезпечити циклічний процес перетворення тепла у роботу і складається з нагрівника – основна функція періодично передавати тепло робочому тілу, пристрою для розширення

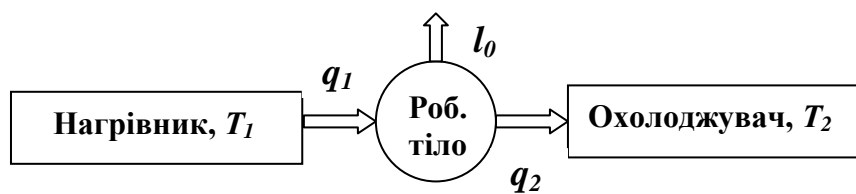


Рис. 2.2. Структура теплової машини. Нагрівник - **термостат** з температурою T_1 , охолоджувач - **термостат** з температурою T_2 .

робочого тіла та перетворення тепла у роботу (робочий циліндр) і охолоджувача – основна функція забирали надлишкове тепло у робочого тіла, щоб повернути його у початковий стан. Роботу теплової машини (двигуна)

проаналізуємо на "p-v" та "T-s" діаграмах, див. рис.2.3.

За означенням теплової машини її робоче тіло повинно здійснювати **циклічний процес**. Наприклад, на рис. 2.3 робоче тіло теплового двигуна розширюється, виконуючи роботу l_1 ,

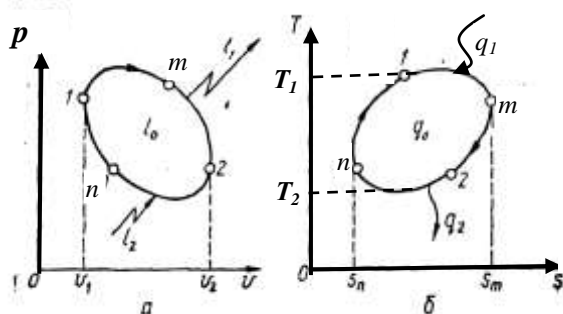


Рис. 2.3. Прямий циклічний процес у „p-v”, а та „T-s” координатах, б.

процес 1-2-3 (робота процесу рівна площі криволінійної трапеції $1m2v_2v_1l$), див. рис. 2.3а, і повертається у початковий стан стисненням по шляху 2-3-1 з затратою деякої питомої роботи l_2 , що рівна площі $2v_2v_1ln_12$. Якщо **питома робота розширення l_1 більша від питомої роботи стиснення l_2 , то виконується питома корисна робота l_0** , яка рівна площі фігури $1m2n1$, окресленою кривою процесу.

Як уже згадувалося, такий замкнутий процес називають **круговим**, або **циклом**. Якщо цей цикл зобразити на „T-s”-діаграмі (рис. 2.3б), то процес **розширення робочого тіла** з підведенням питомої теплоти q_1 (процес n-1-m) супроводжується **збільшенням питомої ентропії**, $s_m > s_n$. Процес повернення робочого тіла у початковий стан **стисненням** за ходом годинникової стрілки (процес m-2-n) супроводжується **зменшенням питомої ентропії**, тобто відводом питомої теплоти q_2 .

Отже, для здійснення **кругового процесу перетворення тепла у роботу, який є основою роботи теплових двигунів**, див. рис. 2.2, потрібно поряд з підведенням від нагрівника до робочого тіла питомої теплоти q_1 при температурі T_1 передавати йому теплоту q_2

охолоджувачу при температурі T_2 , тобто для здійснення самочинного процесу перетворення тепла у роботу потрібна різниця температур, див. рис. 2.3б де $T_1 > T_2$.

З рис. 2.3 бачимо, що тільки **частина** питомої теплоти

$$q_0 = q_1 - q_2,$$

від наданої робочому тілу q_1 , перетворюється у питому роботу $l_0 = q_0$.

Величина, рівна частці підведеного до робочого тіла тепла, яка у циклічному процесі перетворюється в роботу, називається **термічним ККД** циклу.

Інакше: **термічним(термодинамічним) ККД** циклу називають відношення питомої корисної роботи l_0 , отриманої в циклі, до питомої теплоти q_1 , підведеної до робочого тіла за цикл (затраченої),

$$\eta_t = \frac{l_0}{q_1} = \frac{q_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1. \quad (2.1.)$$

Отже, в кругових процесах неможливо повністю перетворити підведену теплоту в роботу; частина теплоти q_2 обов'язково віддається зовнішнім теплоприймачам.

Для подальшого перетворення в роботу вона вважається втраченою; тому термічний ККД будь-якого теоретичного циклу **завжди менший від одиниці**. Через те друге начало формулюють як неможливість побудови вічного двигуна другого роду:

вічний двигун другого роду неможливий.

Тепловий двигун, який працює **тільки з одним теплодавачем**, називається **вічним двигуном другого роду**.

2.1.2 Холодильні машини

Холодильна машина призначена для охолодження частини простору щодо його оточення. Це досягається передачею тепла від холодного тіла до нагрітого і реалізується зворотним до рис. 2.3а циклом, див. рис. 2.4а.

У цьому випадку питома робота стиснення робочого тіла l_1 на ділянці 2-м-1 буде більшою від питомої роботи розширення l_2 на ділянці 1-н-2 на величину $l_0 = l_1 - l_2$, яка визначається площею замкненої кривої циклу 1-н-2-м-1. Оскільки питома робота стиснення l_1 чисельно більша l_2 і є від'ємною, то загальна робота циклу l_0 теж буде від'ємною (робота виконується над робочим тілом).

На „Т- s ”-діаграмі зворотного циклу, див. рис. 2.4б, бачимо, що на ділянці 1-н-2 питома теплота q_2 підводиться до робочого тіла від джерел з нижчою температурою T_2 , а на ділянці 2-м-1 кількість теплоти q_1 передається іншим тілам, що мають температуру $T_1 > T_2$. Бачимо, що теплота передається з **нижчого** температурного рівня на **вищий** і відбувається охолодження тіл, яке **одночасно супроводжується затратою ззовні питомої роботи l_0 і перетворенням її у питому теплоту q_0** . При цьому питома теплота, яка передається на вищий температурний рівень,

$$q_1 = q_2 + l_0. \quad (2.2)$$

Отже, **передача теплоти від холодних до гарячих тіл, як випливає з формулювання другого закону за Клаузіусом, вимагає затрати додаткової роботи (не є єдиним процесом).**

Ефективність зворотного циклу, за яким працюють холодильні машини, характеризують **холодильним коефіцієнтом ε** .

Холодильний коефіцієнт ε відношенням корисного ефекту q_2 (питомої кількості теплоти, що відбирається від середовища, яке охолоджується) до питомої роботи l_0 (енергії, що затрачається)

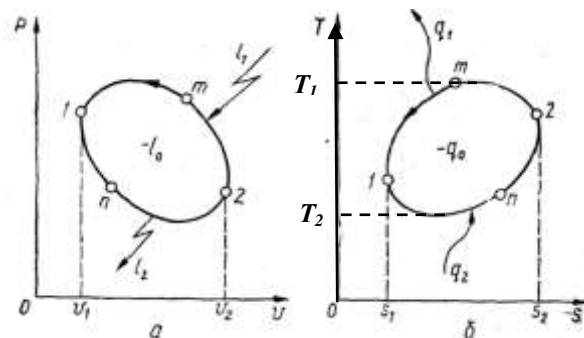


Рис. 2.4. Зворотний циклічний процес у координатах „ p - v ”, а, та „ T - s ”, б.

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{q_1 - l_0}{q_1 - q_2} = \frac{1}{\eta_i} - 1. \quad (2.3)$$

Порівнюючи (2.3.) з (2.1), бачимо, що **термічний ККД прямого циклу зв'язаний з холодильним коефіцієнтом зворотного.**

2.2 Математичне формулювання другого закону термодинаміки

Для математичного формулювання другого закону термодинаміки використаємо **ентропію**. Справді, для оборотних процесів, відповідно до (1.15), зміна ентропії виражається через зведену теплоту:

$$ds_{об} = \frac{\delta q}{T}. \quad (2.4)$$

Для незворотних термодинамічних процесів, у яких частина питомої роботи внаслідок сил тертя перетворюється у питому теплоту $\delta q_{тр}$, зміна питомої ентропії умовно може бути доозначена так:

$$ds_{необ} = \frac{\delta q + \delta q_{тр}}{T}, \quad (2.5)$$

δq – питома **зовнішня** теплота процесу.

Порівнюючи рівняння (2.4) та (2.5) отримуємо, що у випадку необоротних термодинамічних процесів

$$ds_{необ} > ds_{об} = \frac{\delta q}{T}. \quad (2.6)$$

Нерівність (2.6) виражає **принцип зростання ентропії у необоротних процесах**. Об'єднавши (2.4) та (2.6), отримаємо

$$ds \geq \frac{\delta q}{T}, \quad (2.7)$$

або в інтегральній формі

$$\Delta s_{12} \geq \int_1^2 \frac{\delta q}{T}. \quad (2.8)$$

Отже, друге начало (закон) термодинаміки можна сформулювати так:

зміна питомої ентропії оборотних термодинамічних процесів рівна питомій зведеній теплоті, а у випадку необоротних - зміна питомої ентропії більша від питомої зведеної теплоти.

Вирази (2.7) та (2.8) називають **математичним виразом другого закону термодинаміки**, де знак рівності відноситься до оборотних термодинамічних процесів, а знак нерівності – до необоротних.

З виразу (2.8) випливає, що для **кругового процесу** загальна кількість зведеної теплоти **не більша від нуля**

$$\Delta s_o \geq \oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (2.9)$$

Цей інтеграл у термодинаміці відомий як **інтеграл Клаузіуса**. У ньому **температура стосується джерела теплоти**, а не робочого тіла.

2.3 Ентропія ізолюваної системи

Якщо термодинамічні процеси протікають в адіабатно ізолюваній системі ($\delta q = 0$), то згідно з (6.7)

$$ds \geq 0, \quad (2.10)$$

тобто питома ентропія теплоізолюваної системи при протіканні зворотних термодинамічних процесів стала ($ds = 0$), а при протіканні незворотних процесів зростає ($ds > 0$). **Оскільки всі**

реальні термодинамічні процеси незворотні, то вони супроводжуються збільшенням питомої ентропії.

2.4 Максимальна корисна робота. Ексергія і анергія

Будь-яка незворотність призводить до *розсіювання енергії* і, відповідно, до *зменшення можливої за законом збереження енергії корисної роботи*.

Тому збільшення ентропії ізолюваної системи внаслідок необоротності термодинамічних процесів, які в ній протікають, може служити мірою втрат максимально корисної роботи *maxL*, яку могла б здійснити система при протіканні в ній оборотних термодинамічних процесів.

Дійсно, при необоротних процесах втрачена робота самовільно перетворюється у теплоту, яка самовільно переходить до тіл з нижчою температурою, збільшуючи їх ентропію (а отже і всієї системи) на величину $\Delta S_{\text{незв}}$.

Враховуючи, що за (2.4) теплота рівна добутку абсолютної температури на зміну ентропії ТДС, *необоротне перетворення роботи у теплоту* можна записати у вигляді *рівняння Гюї – Стодоли*,

$$\Delta_{\text{вєнβ}} = T_0 \Delta S_{\text{вєнβ}}, \quad (2.11)$$

T_0 – нижча температура в ізолюваній системі (при аналізі термодинамічних процесів за таку температуру приймають температуру навколишнього середовища); $\Delta S_{\text{незв}}$ – збільшення ентропії ізолюваної системи внаслідок незворотності термодинамічних процесів, які в ній протікають.

З врахуванням (2.11) *фактична максимальна корисна робота* L_{max} рівна

$$L_{\text{max}} = \text{max}L - T_0 \Delta S_{\text{вєнβ}}. \quad (2.11a)$$

Максимальну роботу (в оборотному процесі), яку може здійснити система, що складається з джерела енергії та її оточення, називають ексергією ($ex = \text{max}L$).

Наприклад, максимальна робота, яку може виконати теплота q в оборотному процесі (ідеальна теплова машина) за (2.1) рівна

$$ex = \text{max}L = \eta_c \cdot q.$$

Види енергії (механічна, електрична та ін.), які *повністю перетворюються в інші, складаються тільки з ексергії*.

Проте теплота, як *енергія молекулярно-хаотичного руху*, навіть теоретично не може бути повністю перетворена в роботу (неминуче відведення частини питомої теплоти q_2 до холодного джерела) і, отже, складається з *перетворюваної частини (ексергії) і не перетворюваної частини*, яку називають анергією. Наприклад, *внутрішня енергія навколишнього середовища, або теплота при температурі навколишнього середовища, не можуть бути перетворені в інший вид енергії і складаються тільки з анергії*.

Тому *другий закон термодинаміки* можна сформулювати так:

теплота складається з ексергії і анергії.

Поняття ексергії зараз широко застосовують при аналізі ступеня термодинамічної досконалості (наближення реальних процесів до ідеальних) окремих процесів, елементів або установок загалом.

2.5 Статистичний зміст другого закону термодинаміки

У статистичній фізиці встановлюється взаємозв'язок між ентропією і *термодинамічною ймовірністю стану ТДС* (числом мікростанів, які реалізують даний макростан). Показано, що найбільше число можливих мікростанів, які визначають реальний стан тіла, буде тоді, коли молекули рівномірно розподілені по всьому об'єму тіла. У такому випадку говорять про *максимальну термодинамічну ймовірність даного стану і називають його рівноважним*.

Протікання самовільних термодинамічних процесів (наприклад, теплообмін між тілами) в одному напрямку *відображає прагнення системи перейти від станів нерівноважних, малоймовірних, до станів рівноважних, більш ймовірних*.

У зв'язку з цим Л. Больцман на мові статистики запропонував розуміти другий закон термодинаміки так:

всі процеси у природі прямують так, що ТДС переходить від станів термодинамічно менш ймовірних до станів більш ймовірних.

Зростання ентропії ізольованої системи при протіканні незворотних, самовільних термодинамічних процесів і одночасне збільшення термодинамічної ймовірності дозволяє вважати, що ентропія S і термодинамічна ймовірність W – величини взаємозв'язані. Цей їх зв'язок виражається рівнянням Больцмана

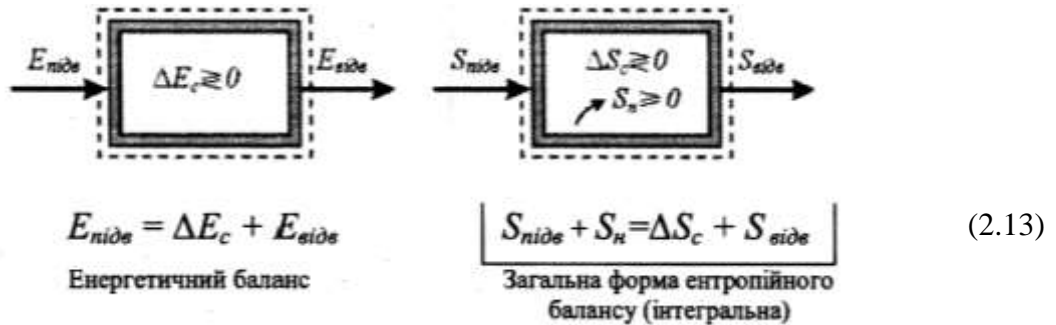
$$S = k \cdot \ln W, \quad (2.12)$$

k – стала Больцмана, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Отже, статистичний метод вказує на те, що **ентропія є мірою термодинамічної ймовірності стану системи** і що висновок про зростання ентропії можна застосовувати лише для систем, які складаються з великої кількості частинок (статистичних систем), наприклад, макроскопічні тіла складаються з величезної кількості атомів або молекул.

2.6 Загальні форми ентропійного балансу

Для ТДС з контрольною поверхнею S_k схема процесу з підведенням та відведенням енергії, який супроводжується внутрішнім тертям (генерацією ентропії) має вигляд,



$$\Delta S_c = S_c(\tau + \Delta\tau) - S_c(\tau) = S_{c(кин)} - S_{c(поч)}, \text{ за час } \Delta\tau.$$

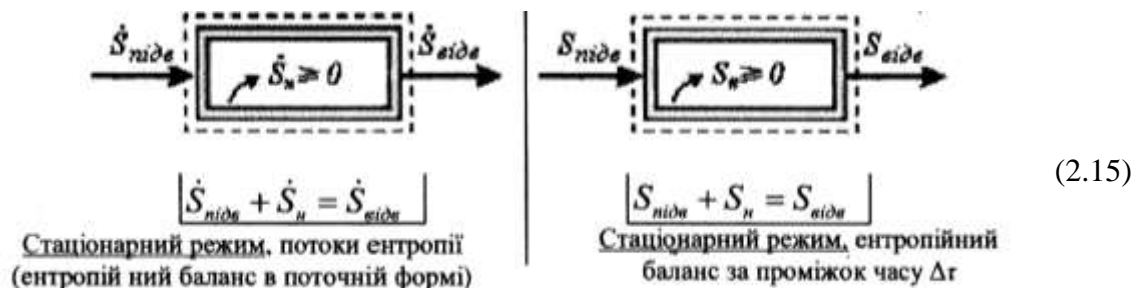
Для процесу, перебіг якого відбувається за нескінченно малий проміжок часу $d\tau$, можна записати

$$\delta S_{nide} + \delta S_n = dS_c + \delta S_{side} \quad (: d\tau)$$

$$\frac{\delta S_{nide}}{d\tau} + \frac{\delta S_n}{d\tau} = \frac{dS_c}{d\tau} + \frac{\delta S_{side}}{d\tau} \Rightarrow \left[\dot{S}_{nide} + \dot{S}_n = \frac{dS_c}{d\tau} + \dot{S}_{side} \right] \quad (2.14)$$

$\dot{S}'_{nide}, \dot{S}'_{side}$ - потоки ентропії через границю системи в момент τ ; \dot{S}'_n - потік виробленої ентропії; $dS_n/d\tau$ - швидкість зміни ентропії в системі.

Обмежимося **стаціонарним режимом** $\rightarrow dS_c/d\tau = 0$



Ентропія в загальному випадку може **підводитися** та **відводитися** 2-ма способами:

- 1) з *теплотою*,
- 2) з *потоками речовини*.

Якщо під $S'_{\text{ПДВ}}$ та $S'_{\text{ВДВ}}$ розуміють сумарні величини, то рівнянням ентропійного балансу можна надати інший вигляд:

$$\sum_{i=1}^n \dot{S}_{i,\text{вхід}} + \dot{S}_n = \sum_{i=1}^n \dot{S}_{i,\text{вихід}} \quad \sum_{i=1}^n S_{i,\text{вхід}} + S_n = \sum_{i=1}^n S_{i,\text{вихід}} \quad (2.16)$$

2.7 Ентропійні баланси стаціонарних поточних процесів

1. Для одного потоку речовини m' та одного теплового потоку Q'



$$\begin{aligned} \dot{S}_Q + \dot{S}_n + \dot{m}s_1 &= \dot{m}s_2 \Rightarrow \\ \Rightarrow \dot{S}_n &= \dot{m}(s_2 - s_1) - \dot{S}_Q \end{aligned} \quad (2.17)$$

Якщо $\dot{Q} > 0$, то $\dot{S}_Q > 0$; якщо $\dot{Q} < 0$, то $\dot{S}_Q < 0$ в цьому рівнянні.

У найпростішому випадку тепловий потік перетинає контрольну поверхню при заданій температурі T , тоді $\dot{S}_Q = \dot{Q}/T$.

(Q' - алгебраїчна величина, S'_Q - потік ентропії з потоком теплоти).

З рівняння випливає:

1) Зміна питомої ентропії від входу до виходу може мати два значення: 1) $s_2 - s_1 = \Delta s \neq 0$; 2) $\Delta s = 0$ ($s = \text{const}$).

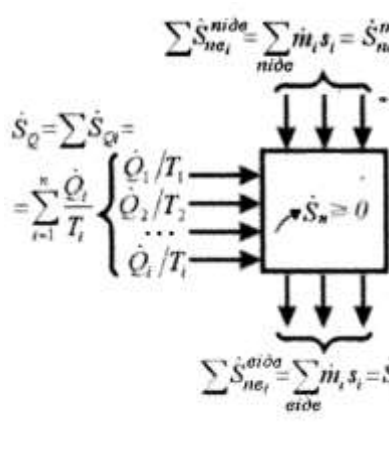
2) Ентропія в процесі може зменшуватися, тобто $m'(s_1 - s_2) < 0$, якщо $(S'_Q + S'_H) < 0$. Оскільки $S'_H > 0$, то необхідно $|S'_Q| > S'_H$, тобто ентропія, що відводиться з теплою, має бути більшою від виробленої ентропії S_H .

3) Адіабатний процес $Q' = 0$, отже $S'_Q = 0$.

а) якщо процес адіабатний необоротний (реальний), то $s_n = (s_2 - s_1) > 0$; тобто адіабатний необоротний процес завжди супроводжується зростанням ентропії.

б) ідеалізація, $S_H = 0$, то адіабатний оборотний процес $\rightarrow \Delta s = 0$ і $s = \text{const}$ - ізоентронний.

2 Декілька потоків речовини і потоків теплоти, що перетинають контрольну поверхню за різних температур



$$\sum \dot{S}_{\text{вхід}} = \sum \dot{m}_i s_i = \dot{S}_{\text{вихід}} \quad \left| \dot{S}_Q + \dot{S}_n = \sum (\dot{m}s)_{\text{вихід}} - \sum (\dot{m}s)_{\text{вхід}} \right| \quad (2.18)$$

($\dot{S}_{Qi} > 0$, якщо $\dot{Q}_i > 0$; $\dot{S}_{Qi} < 0$, якщо $\dot{Q}_i < 0$)
або

$$\left| \dot{S}_n = \sum \dot{m}s - \sum \dot{m}s - \sum \frac{\dot{Q}_i}{T_i} \right| \quad (2.19)$$

Для адіабатного ($\dot{Q}=0$) контрольного об'єму

$$\left| \dot{S}_H = \sum \dot{m}s - \sum \dot{m}s \right|$$

3 Аналогічно до узагальненому рівняння енергобалансу можна користуватися узагальненим рівнянням ентропійного балансу

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{ccc}
 \dot{S}_{np}^{вход} & \begin{array}{|c|} \hline \dot{S}_n \geq 0 \\ \hline \end{array} & \begin{array}{l} \dot{S}_{np}^{вход} \\ \dot{S}_Q^{вход} \end{array} \\
 \dot{S}_Q^{вход} & & \\
 \end{array}
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{l}
 \dot{S}_{np}^{вход} + \dot{S}_Q^{вход} + \dot{S}_n = \dot{S}_{np}^{вход} + \dot{S}_Q^{вход} \\
 \dot{S}_n = (\dot{S}_{np}^{вход} - \dot{S}_{np}^{вход}) + (\dot{S}_Q^{вход} - \dot{S}_Q^{вход})
 \end{array}
 \quad (2.20)$$

$\dot{S}_Q = \sum_{i=1}^n \dot{S}_{Q_i}; \dot{S}_{np} = \sum_{i=1}^n \dot{S}_{np_i}$
 (Всі величини – модулі, режим - стаціонарний, узагальнена форма)

Висновок щодо другого закону

1-ий закон пов'язаний лише з кількісною характеристикою енергії: в ньому стверджується, що **кількість** енергії у будь-яких процесах її перетворення зберігається.

Другий закон накладає обмеження на перетворення енергії: в системі можуть протікати тільки такі процеси перетворення енергії, у яких вироблена ентропія $S_n > 0$ (реальні процеси) або $S_n = 0$ (оборотні процеси); зникати ентропія не може ($S_n < 0$ - неможливі процеси).

Необоротність реальних процесів - головне у 2-ом законі. Поняття необоротності є дуже важливим для практики, необоротність знижує енергетичну ефективність процесів (підвищує витрату первинних енергоресурсів).

Міра необоротності процесів - вироблена ентропія ($S_n > 0$). На фізичному рівні поняття ентропії - міра хаотичності руху мікрочастинок, з яких складається тіло. Зниження виробництва ентропії сприяє підвищенню енергетичної ефективності процесів, зменшенню витрати палива.

З залученням другого закону розроблені методи термодинамічного аналізу і оптимізації технічних систем:

- а) ентропійний метод;
- б) ексергічний метод.

1) Суть ентропійного методу: підрахунок виробництва ентропії $S_n > 0$ (причина - необоротність) і зменшення його до економічно виправданого мінімуму.

Зменшення необоротності → зниження виробництва ентропії → економія первинних енергоресурсів → але додаткові капітальні витрати (інвестиції).

Проте громіздкість, а у деяких випадках обмежені можливості ентропійного методу не завжди забезпечують знаходження правильних рекомендацій для вирішення інженерних задач.

2) В основі ексергічного методу - поняття ексергії як **міри якості** різних форм енергії. Якість енергії (ексергія) знижується внаслідок необоротного протікання процесів.

Ексергічний метод є найбільш загальним способом термодинамічного дослідження різних процесів перетворення енергії. Цей метод застосовується при аналізі теплосилових і холодильних установок, агрегатів хімічних і металургійних виробництв і т.д. Він дозволяє з достатньою науковою строгістю і разом з тим найбільш наочно визначати ступінь досконалості і джерела втрат енергії в установках та їх частинах і знаходити шляхи їх удосконалення.

2.8 Питання для самоконтролю

1. Чи можливий природний (самовільний) перехід теплоти від тіл з нижчою температурою до тіл з вищою? Які процеси спостерігаються у природі?

2. Сформулюйте та поясніть друге начало термодинаміки за Клаузіусом, Карно та Планком.

3. Які процеси використовуються у теплових двигунах для отримання роботи з теплоти? Чи можливе повне перетворення тепла у роботу? Що таке термічний (термодинамічний) ККД циклу?

4. Намалюйте і поясніть схему теплової машини (теплового двигуна). Поясніть функцію кожної його частини. Зобразіть на "p-v" діаграмі будь-який круговий процес, який ви пропонуєте для своєї машини.

5. Сформулюйте друге начало термодинаміки за Карно та Планком. Порівняйте ці формулювання з варіантом Клаузіуса. Доведіть їх еквівалентність.

6. Що таке холодильна машина? Яка її функція, яким параметром характеризується робота холодильної машини, як він зв'язаний з термічним ККД теплового двигуна?

7. Сформулюйте друге начало термодинаміки як принцип неможливості побудови вічного двигуна другого роду, що це таке?

8. Запишіть диференційні вирази для зміни ентропії у зворотних та незворотних процесах. Доведіть, що для незворотних процесів завжди $ds_{незв} > \frac{\delta q}{T}$.

9. Запишіть та поясніть інтеграл Клаузіуса. Покажіть, чому він рівний для зворотних та незворотних процесів. Як за його допомогою сформулювати друге начало термодинаміки?

10. Чому рівна зміна ентропії для адіабатно ізольованої т.д.с.? Розрахуйте зміну ентропії ізольованої системи, яка складається з двох частин, що мають різну температуру.

11. Запишіть і поясніть рівняння Гюї-Стодоли. Що є мірою втрати тепла з т.з. його перетворення у роботу? Чому рівна реальна максимально можлива робота процесу?

12. Що таке ексергія? Яку частину енергії називають анергією? сформулюйте друге начало термодинаміки на мові ексергії та анергії.

13. Чому кажуть, що друге начало термодинаміки має не абсолютний, а статистичний зміст (виконується у переважній кількості випадків)? Поясніть статистичний зміст другого начала термодинаміки та запишіть його зв'язок з термодинамічною імовірністю станів т.д.с.

14. Як веде себе ентропія т.д.с. при наближенні до абсолютного нуля температур відповідно до класичних та квантових уявлень?

15. Сформулюйте третє начало термодинаміки за Нернстом. Вкажіть у чому його помилковість щодо сучасних (квантових) уявлень про мікросвіт.

16. Як ви розумієте твердження «природні процеси необоротні»? Поясніть на прикладах.

17. Який фізичний зміст ентропії? Запишіть вираз для ентропії, що виникає при передачі теплоти ΔQ .

18. Запишіть і поясніть вираз для сумарного потоку ентропії через $i = 1 \dots N$ ділянок контрольної поверхні.

19. Запишіть і поясніть вираз для генерації ентропії всередині теплоізольованої системи.

20. Опишіть способи якими в загальному випадку може підводитися та відводиться ентропія в систему?

21. Що таке і як записати вираз для потоку ентропії виробленої в системі?

22. Як, використовуючи приріст ентропії в системі, можна класифікувати можливі в ній процеси?

23. Запишіть та поясніть загальну форму ентропійного балансу.

24. Запишіть і поясніть узагальнену форму стаціонарного багато-потокowego ентропійного балансу.

25. За яких умов ентропія в процесі може зменшуватися, поясніть, що це значить?

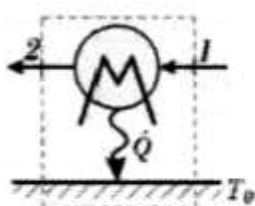
2.9 Приклади розв'язування задач

Приклад 2.1

У конденсаторі парової турбіни процес конденсації протікає при $P = 4 \text{ кПа}$ ($t_s(P) \approx 29^\circ \text{C}$) до стану насиченої рідини ($x_2 = 0$). На вході у конденсатор - СНП ($x_1 = 1$). Теплота відводиться охолодною водою у навколишнє середовище з температурою 10°C . **Визначити** виробництво

ентропії та втрату ексергії в конденсаторі. Розрахунок виконати для *1кг пари, що конденсується*.

$$\begin{array}{l} P = 4 \text{ кПа} \\ x_1 = 1 \text{ (ЧП)} \\ x_2 = 0 \text{ (НП)} \\ t_s(p) \approx 29^\circ\text{C} \\ T_o = 283 \text{ K} \\ \hline \dot{S}_n, n - ? \end{array}$$



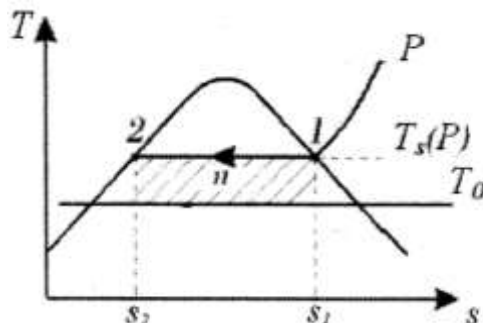
$$\begin{array}{c} \dot{S}_2 = D \cdot s_2 \quad \dot{S}_1 = D \cdot s_1 \\ \dot{S}_n = \dot{S}_2 - \dot{S}_1 \\ \dot{S}_n = \frac{\dot{Q}}{T_o} \end{array}$$

$$\dot{S}_1 + \dot{S}_n = \dot{S}_2 \quad (:D)$$

$$s_n = \frac{\dot{S}_n}{D} = (s_2 - s_1) + \frac{|q|}{T_o}$$

Розв'язання.

- 1). По $P \rightarrow$ табл. №2: $s_2 = s'' = 8,4747 \text{ кДж/(кг·K)}$;
 $s_2 = s' = 0,4224 \text{ кДж/(кг·K)}$.
 а) $\Delta s = s_2 - s_1 = 0,4224 - 8,4747 = -8,05 \text{ кДж/(кг·K)}$.
 б) Питома теплота, що відводиться від пари в процесі конденсації
 $q = \Delta h = h_2 - h_1 = h' - h'' = -r = -2432,7 \text{ кДж/кг}$;
 $|q| = 2432,7 \text{ кДж/кг}$.
- 2). Питома кількість виробленої ентропії
 $s_n = (s_2 - s_1) + |q|/T_o = -8,05 + 2432,7/283 = -8,05 + 8,59 = 0,54 \text{ кДж/(кг·K)}$
- 3). Питома втрата ексергії (рівняння Гюї - Стодола)
 $n = T_o s_n = 283 \cdot 0,54 = 153 \text{ кДж/кг}$



$$n = T_o s_n = T_o (s_2 - s_1) + \underbrace{|q|}_{>0}$$

Втрати ексергії від кількості переданої навколишньому середовищу теплоти складатимуть:
 $n/|q| = 153/2432,7 \cdot 100\% = 6\%$

Незначні втрати ексергії в процесі конденсації пари пояснюються малим перепадом температури між КТ та оточенням.

Приклад 2.2.

Тепловий двигун працює за *оборотним циклом Карно*, виробляючи потужність 800 кВт. Знайти термічний ККД циклу і потоки джерел тепла, якщо їх температури відповідно дорівнюють 1227 і 27°C.

Дано:

$$N = 800 \text{ кВт};$$

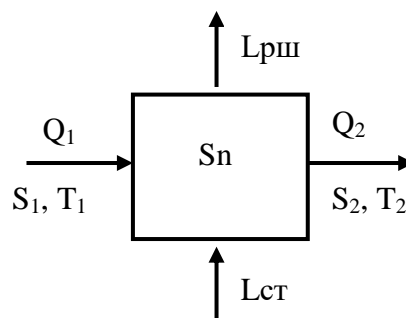
$$T_1 = 1227 + 273 = 1500 \text{ K};$$

$$T_2 = 27 + 273 = 300 \text{ K};$$

Визначити: Q_1 , Q_2 та ККД.

Розв'язання.

1. Відповідно до рис. записуємо баланс енергії,



$$Q_1 + L_{ст} = Q_2 + L_{рш}, \text{ звідси } Q_1 - Q_2 = L_{рш} - L_{ст} = L_0;$$

Q_1, Q_2 - теплота, що робоче тіло двигуна отримує від нагрівника і віддає охолоднику, відповідно; $L_{рш}, L_{ст}$ - робота розширення і стиснення робочого тіла в двигуні; L_0 - корисна робота двигуна за цикл.

2. Записуємо вираз для балансу ентропії

$$S_1 + S_n = S_2; \quad S_1 = Q_1/T_1; \quad S_2 = Q_2/T_2; \quad \text{звідси отримуємо } S_n = Q_2/T_2 - Q_1/T_1.$$

За рівнянням Гюї-Стодоли маємо для втрати ексергії в циклі

$$\Delta E_x = T_2 \cdot S_n = Q_2 - Q_1(T_2/T_1) = Q_2 - Q_1 + Q_1 \cdot (1 - T_2/T_1).$$

Для оборотного циклу Карно $\Delta E_x = 0$, звідси отримуємо

$$Q_1 - Q_2 = L_0 = Q_1 \cdot (1 - T_2/T_1), \text{ або за означенням ККД, } \eta = L_0/Q_1 = 1 - T_2/T_1.$$

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{300}{1500} = 0.8.$$

3. Як показано вище, ККД процесу η виражається через корисну та затрачену теплоти,

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{N}{Q_1}. \text{ Звідси } Q_1 = \frac{N}{\eta} = \frac{800}{0.8} = 1000 \text{ кВт.}$$

Відповідно, з попередньої формули, $Q_2 = Q_1 - N = 200 \text{ кДж.}$

Приклад 2.3.

Тіло В одержує від джерела (тіла А) теплоту $Q_1 = 600 \text{ кДж.}$ При цьому температура тіла В в процесі зі сталою теплоємністю $C = 5 \text{ кДж/К}$ змінюється від $t_1 = 200^\circ\text{C}$ до t_2 , а зміна ентропії джерела $\Delta S = \Delta S_A = -0,75 \text{ кДж/К.}$ Знайти середню термодинамічну температуру тіла 2, T_m , зміну ентропії системи тіл, а також зниження ексергії системи внаслідок необоротності процесу теплообміну між тілами, якщо температура навколишнього середовища $t_n = 27^\circ\text{C}$. Показати схему процесів на T, S -діаграмі.

Дано: $Q_1 = -600 \text{ кДж}; Q_2 = 600 \text{ кДж}; t_1 = 200^\circ\text{C};$

$C = 5 \text{ кДж/К}; \Delta S = \Delta S_A = -0,75 \text{ кДж/К}; t_n = 27^\circ\text{C.}$

Визначити: $T_c, \Delta S_c, \Delta E_c.$

Розв'язання.

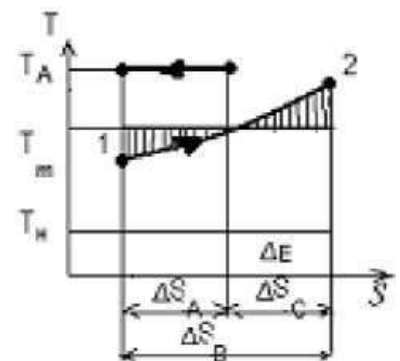
1. Знайдемо кінцеву температуру тіла В у процесі одержання теплоти від джерела, використовуючи рівняння теплового балансу процесу $Q_B = c \cdot (t_2 - t_1).$

$$t_2 = Q_B/C + t_1 = 600/5 + 200 = 320^\circ\text{C.}$$

2. Середня термодинамічна температура процесу теплопередачі

$$T_m = \frac{Q_B}{\Delta S_B} = \frac{T_2 - T_1}{\ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)} = \frac{120}{\ln\left(\frac{593}{473}\right)} = 522 \text{ К.}$$

3. Температура джерела тепла (тіло А),



$$T_A = \frac{Q_A}{\Delta S_A} = \frac{-600}{-0.75} = 800\text{K}.$$

4. Зміна ентропії в системі тіл,

$$\Delta S_{\text{с}} = \Delta S_A + \Delta S_B = -0.75 + 600/522 = 0.40 \text{ кДж/К}.$$

5. Зміну ентропії системи визначаємо за рівнянням Гюї-Стодопи,

$$\Delta E_{\text{с}} = T_{\text{с}} \cdot \Delta S_{\text{с}} = 300 \cdot 0.40 = 1.2 \text{ кДж/К}.$$

Приклад 2.4.

В циклі теплового двигуна з температурами гарячого та холодного джерел тепла 300 і 27°C тепловий потік від гарячого джерела дорівнює $Q_{\text{Г}} = 250\text{кВт}$, ККД $\eta = 0,32$. Знайти корисну потужність двигуна N , тепловий потік до холодного джерела Q_2 , з'ясувати умови оборотності процесів у двигуні.

Дано:

$$T_{\text{Г}} = 300 + 273 = 573 \text{ К};$$

$$T_{\text{х}} = 27 + 273 = 300 \text{ К};$$

$$Q_{\text{Г}} = 250 \text{ кВт}; \eta = 0.32.$$

Визначити:

N, Q_2 - ? Умови оборотності -?

Розв'язання.

Знайдемо корисну потужність:

$$N = Q_{\text{Г}} \cdot \eta = 250 \cdot 0,32 = 60 \text{ кВт}.$$

Тепловий потік до холодного джерела

$$Q_2 = Q_{\text{Г}} - N = 250 - 80 = 170 \text{ кВт}.$$

Умови оборотності процесів в установці можна з'ясувати кількома методами.

1. Оборотний цикл при сталих температурах джерел - це цикл Карно, його ККД:

$$\eta_{\text{к}} = 1 - \frac{T_{\text{х}}}{T_{\text{Г}}} = 1 - \frac{300}{573} = 0.48$$

більший за ККД розглядуваного циклу, отже за цим критерієм цикл, що розглядається, не оборотний.

2. Знайдемо інтеграл Клаузіуса для даного циклу:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = \frac{250}{573} - \frac{170}{300} = -0.13 \text{ кВт/К}.$$

Для оборотного циклу цей інтеграл повинен бути рівним нулю, отже цикл не оборотний.

3. Зміна ентропії системи

$$\Delta S_{\text{с}} = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_{\text{н}} = 170/300 - 250/573 = 0,13 \text{ кВт/К} > 0.$$

Оскільки зміна ентропії за цикл > 0 , то він не оборотний.

Отже, три критерії вказують на те, що даний цикл - необоротний.

2.10 Завдання для самостійної роботи

Вимоги до оформлення самостійної роботи див. у п. 1.11 та 1.12.

Завдання 2.1.

Оборотний холодильний цикл Карно здійснюється між джерелами тепла з температурами $t_1^{\circ}\text{C}$ та $t_2^{\circ}\text{C}$. Холодопродуктивність установки $Q_2\text{кВт}$ (дані див. в табл. 2.1). Розрахувати потужність і холодильний коефіцієнт циклу.

Таблиця 2.1. Дані до завдання 2.1.

Ост.цифра у списку гр.	$t_2, ^{\circ}\text{C}$	$t_1, ^{\circ}\text{C}$	$Q_2, \text{кВт}$
1	-3	27	75
2	-5	35	250
3	0	30	100
4	-10	30	50
5	-15	25	75
6	-3	27	150
7	-5	35	50
8	0	30	200
9	-10	30	100
0	-15	25	150

Завдання 2.2.

Тепловий насос працює за оборотним циклом Карно в температурному діапазоні $t_2^{\circ}\text{C}$ і $t_1^{\circ}\text{C}$ при теплопродуктивності $Q\text{кВт}$. Визначити витрату потужності, опалювальний коефіцієнт циклу та зміну ентропії холодного джерела теплоти (дані див. в табл. 2.2).

Таблиця 2.2. Дані до завдання 2.2.

Ост. цифра у списку гр.	$t_2, ^{\circ}\text{C}$	$t_1, ^{\circ}\text{C}$	$Q, \text{кВт}$
1	27	67	60
2	30	50	50
3	35	70	40
4	10	70	80
5	17	57	70
6	27	67	120
7	30	50	100
8	35	70	80
9	10	70	160
0	17	57	35

Завдання 2.3.

Тіло в ізотермічному процесі одержує тепло $Q_{\text{кВт}}$ від джерела з температурою T_K . Визначити, чи процес оборотний і знайти температуру тіла. Чому рівна ексергія теплоти джерела і втрата ексергії внаслідок передачі цієї теплоти тілу, якщо температура навколишнього середовища $T_n = 300 \text{ K}$. Дані для розрахунків взяти з табл. 2.3.

Таблиця 2.3. Дані до завдання 2.3.

Ост. цифра у списку гр.	$Q, \text{кВт}$	T, K	$\Delta S, \text{кВт/K}$
1	500	1000	0,5
2	500	500	1,67
3	500	800	0,5
4	600	800	1,0
5	1400	700	2,0
6	1000	500	2,0
7	500	1000	0,625
8	600	300	1,2
9	1200	800	2,0
0	1200	800	1,5

Завдання 2.4.

У конденсаторі парової турбіни процес конденсації протікає при $P = 4 \text{ кПа}$ ($t_s(P) \approx 29^\circ \text{C}$) до стану насиченої рідини ($x_2 = 0$). На вході у конденсатор – насичена пара ($x_1 = 1$). Теплота відводиться охолодною водою у навколишнє середовище з температурою $t_0^\circ \text{C}$. **Визначити** виробництво ентропії та втрату ексергії в конденсаторі. Розрахунок виконати для $m \text{ кг/с пари, що конденсується}$. Дані для розрахунків взяти з табл. 2.4.

Таблиця 2.4. Дані до завдання 2.4.

Ост. цифра у списку гр.	$P, \text{Па}$	$t_0, ^\circ \text{C}$	$m, \text{кг/с}$
1	5000	10.0	0,5
2	5000	5.0	1,6
3	5500	8.0	2,5
4	6000	8.0	1,0
5	3400	7.0	2,0
6	7000	15.0	1,3
7	4500	10.0	0,6
8	5600	30.0	1,2
9	6200	9.0	2,5
0	4200	7.5	1,5

Зауваження

При виконанні самостійної роботи необхідно дотримуватися правил, вказаних у п.1.12.

3 ЕНЕРГІЯ ТА ЕКСЕРГІЯ

3.1 Види енергії

Всі види енергії умовно ділять на дві групи відповідно до їх здатності перетворюватися одна в одну.

До першої відносять енергії повністю, без обмежень, перетворювані в інші види енергії.

До другої - види енергії, котрі не можуть бути повністю перетворені в інші види енергії.

Енергії тіл (систем) першої групи характеризуються внутрішнім порядком - *їх ентропія (кількість внутрішнього хаосу) рівна нулю*. Цю енергію називають *впорядкованою*.

Види енергії другої групи завжди пов'язані з ентропією (хаотичним тепловим рухом). Цю енергію називають *ентропійною* вона завжди пов'язана з тепловою взаємодією.

Друге начало термодинаміки *«дозволяє» лише процеси перетворення енергії, в яких сумарна ентропія тіл, що приймають участь в них збільшується, чи (в оборотних процесах) залишається сталою.*

Всі технологічні процеси ґрунтуються на перетворенні одних видів енергії в інші. Тому будь-яка безентропійна енергія з технічної точки зору завжди *цінніша* від ентропійної, оскільки вона *датна до необмежених перетворень*.

В табл. 3.1 показані можливості взаємного перетворення різних видів енергії: «+» позначає повне перетворення, «-» - неповне.

З табл. 3.1 бачимо, що механічна і електрична енергії відносяться до першої групи, оскільки вони можуть бути перетворені в будь-який вид енергії. Сюди ж відноситься ядерна енергія.

Отже, чотири види енергії (1, 2, 5, 7) відносяться до першої, а інші - до другої групи.

При оцінці здатності енергій до перетворення необхідно звернути увагу на *роль параметрів довкілля(оточення) при енергетичних перетвореннях*. Всі види енергії першої групи, при взаємних перетвореннях *не залежать* від параметрів довкілля. Проте, якщо при перетвореннях енергії (робочих тіл) появляється енергія другої групи, то процеси перетворення *стають залежними від стану довкілля*.

Причому, чим менша різниця параметрів довкілля та робочого тіла технічної системи, тим менша частина енергії може бути перетворена. При рівності параметрів робочого тіла в системі та довкіллі технічна цінність енергії другої групи, рівна нулю (вона стає нездатною до перетворень).

Зі сказаного випливає, що безпосереднє додавання і порівняння *якісно різних видів енергії другої групи* недопустимо, оскільки вони є принципово різними щодо перетворюваності. Для того щоб зробити їх порівнюваними потрібна спільна міра, яка кількісно дозволить оцінити (виміряти) енергію з врахуванням її здатності до перетворень.

Таблиця 3.1. Порівняння здатності енергій до взаємних перетворень.

Вид енергії		№	1	2	3	4	5	6	7
Механічна		1	+	+	+	+	+	+	+
Електрична		2	+	+	+	+	+	+	+
Внутрішня енергія	Молекулярна	3	-	-	+	-	-	+	-
	Хімічна	4	-	-	+	-	-	+	-
	Ядерна	5	+	+	+	+	+	+	+
Енергія в переході	Теплота	6	-	-	+	-	-	-	-
	Робота	7	+	+	+	+	+	+	+

Як вже згадувалось, мірою перетворюваності, придатності заданої кількості енергії другої групи, тобто ентропійної, є кількість безентропійної, енергії, наприклад, механічної або електричної, що може бути отримана з ентропійної в оборотному процесі взаємодії з

довкіллям. Умови та кількісні результати такого перетворення визначаються другим началом термодинаміки.

Спільна міра технічної цінності енергій будь-якого виду називається ексергією.

Її використання дозволяє звести оцінку будь-якої енергії другої групи з різним ступенем впорядкованості, і, відповідно, перетворюваності, до певної кількості безентропійної, впорядкованої енергії, що відноситься до першої групи. Таким чином, створюється можливість порівняння, приведення до єдиної міри всіх без винятку видів енергії - адитивність енергії стає універсальною.

Термодинамічний аналіз на основі ексергетичного методу є енергетичним підходом до вивчення та розробки технічних систем. де він дає інформацію, корисну для інженерної практики.

По перше, в системі, що аналізується, повинні бути суттєвими енергетичні перетворення, для вивчення яких потрібне друге начало термодинаміки (перше начало діє завжди, тому в подальшому не згадується, оскільки вважаємо, що воно автоматично виконується). Тобто в системі ідуть перетворення енергії з участю ентропії. Через це технічні системи типу механічних, електромеханічних та електричних, якщо вони не супроводжуються дисипативними явищами (перетворенням енергії в теплоту), не вивчаються методами термодинамічного аналізу.

По друге, особливість таких систем полягає в тому, що їх дія відбувається в умовах взаємодії з рівноважним оточенням (довкіллям), параметри якого (температура, тиск та склад) не залежать від дії та стану системи. Проте параметри оточення мають визначальний вплив на характеристики системи і не враховувати їх при аналізі стану системи неможливо; розглядається по суті **велика система**, що включає оточення і систему яка аналізується. Такий підхід найточніше відображає суть задач інженерної практики.

Ці особливості характерні для двох видів систем: енергетичних та технологічних, призначених для перетворення енергії, наприклад, електростанції, теплосилові, теплонасосні, холодильні та кріогенні установки і речовини, наприклад, хімічні, металургійні, харчові.

Наприклад, теплова електростанція може розглядатися з термодинамічної т. з. як система перетворення палива та кисню повітря у тверді продукти згоряння та вуглекислий газ; рівно ж металургійний завод можна представити як систему, що генерує тепло. В енерготехнологічних процесах взагалі неможливо відділити перетворення речовини та енергії.

Незалежно від виду технічної системи термодинамічний аналіз робиться на основі відомих термодинамічних параметрів системи (які визначають експериментально, чи розрахунками при проектуванні). Мінімальне число цих параметрів повинно бути таким, щоб для системи, чи якоїсь її частини, можна було б скласти матеріальний та енергетичний баланси. Інакше, потрібно мати дані для балансів, відповідних закону збереження матерії та енергії (у формі першого начала термодинаміки). Також потрібно мати дані для формулювання балансу другого начала термодинаміки (як суми двох законів – постійності ентропії в оборотних процесах та її росту в необоротних). Останній вид балансу - **ексергетичний** - завершає систему рівнянь і ґрунтується на перших двох балансах.

Метод термодинамічного аналізу зводиться до операцій, які виконують за два етапи.

На першому етапі логічною абстракцією, залежно від мети досліджень, виділяють для аналізу в технічній системі частину, що включає елемент чи групу елементів які досліджуються, від всієї системи реальною чи уявною поверхнею, яку називають **контрольною поверхнею** і для цієї поверхні складають відповідні баланси. Для аналізу потрібно знати тільки параметри, що необхідні для балансів на контрольній поверхні досліджуваної частини системи; можливі випадки, коли гранична поверхня включає всю систему.

На другому етапі для ділянки, що аналізується (якщо це потрібно, то для системи загалом), складають на основі ексергетичних балансів термодинамічні характеристики двох видів – абсолютні та відносні.

Абсолютні дають ексергію різних видів на вході (витрата) та виході (продуктивність), а також величину втрат ексергії;

відносні - показують ступінь термодинамічної досконалості (ККД) і відносне значення виділеної частини та її вплив на інші частини та систему загалом. Для знаходження перерахованих характеристик розроблено комплекс як аналітичних, так і графічних методик, а також алгоритмів розрахунку, які складають суттєву частину методики аналізу.

3.2 Ексергія та її види

На підставі викладеного вище можна сформулювати загальне визначення ексергії.

Ексергія – властивість термодинамічної системи чи потоку енергії, що рівна роботі, яку може отримати зовнішній приймач енергії при оборотній взаємодії цих систем з оточенням аж при досягненні між ними повної рівноваги.

Отже поняття ексергії системи включає саму систему (чи потік енергії), оточення та міру ексергії (роботу), що передається зовнішньому приймачу енергії, та об'єкти середовища, що можуть приймати енергію.

Системи при ексергетичному аналізі, можуть бути як простими, так і складними. Вони можуть бути як закритими (без обміну речовиною з довкіллям), так і відкритими, стаціонарними (зі сталими параметрами) і нестаціонарними. У багатьох випадках доцільно розглядати ексергію потоку енергії (наприклад, тепла) безвідносно до системи, яка його виробила, враховуючи лише параметри цього потоку.

Оточення(довкілля) характеризується тим, що його параметри не залежать від параметрів системи яка аналізується. Це значить, що оточення відносно системи повинне бути таким великим, що будь-яка дія системи не може викликати в ньому помітних змін. Прикладами такого оточення може бути атмосфера, літосфера, морська вода, космічний простір. Інша умова стосовно оточення полягає в тому, що всі його компоненти повинні бути в термодинамічній рівновазі. Очевидно, що ця умова не завжди виконується оскільки в середовищі існують градієнти тиску, температури і хімічних потенціалів. Але при розв'язку більшості термодинамічних задач цими неоднорідностями можна знехтувати.

У більшості випадків для характеристики оточення достатньо знати не більше трьох параметрів: **температуру, тиск і хімічний склад**. До цього часу, поки всі інтенсивні параметри системи не зрівнялися з відповідними параметрами оточення, рівновага не досягнута і система в оборотній взаємодії з оточенням може виконати і передати деяку кількість енергії в формі зовнішньої роботи. Це значить, що система володіє ексергією. Потрібно розуміти, що **ексергія системи визначається не лише дією системи, але і одночасною дією середовища (довкілля, оточення)**. Тому подеколи система, не віддаючи енергію, може виконувати роботу за рахунок оточення (прикладом такої системи є газ в посудині з тиском меншим/більшим від атмосферного).

При повній рівновазі системи і оточення ексергія рівна нулю. Такий стан системи називають **нульовим**. В англomовній літературі його називають dead state - мертвим станом. В подальшому будемо використовувати перший термін.

Робота у визначенні ексергії, наведеному вище, розуміється **як її міра**. Однак це не означає що робота – кінцевий результат, мета дії системи чи потоку енергії. Через це в означенні ексергії замість поняття «робота» могло би бути ширше поняття «безентропійна енергія».

Зовнішні об'єкти - це не лише приймачі енергії, але й її джерела, які характеризуються тим, що в них хоча б один з інтенсивних параметрів відрізняється від параметрів оточення. Через це вони можуть бути джерелами ексергії для «підживлення» системи і забезпечення її неперервного функціонування (наприклад, паливо, випромінювання з температурою, що відрізняється від рівноважної, стиснений газ, руда, геотермальні води і т.д., для біологічних об'єктів - їжа). Зовнішні об'єкти можуть також бути приймачами ексергії, яка виробляється системою. Сукупність зовнішніх об'єктів та рівноважного оточення складає повну модель «оточення, середовища», з яким взаємодіє система.

З першого та другого начал термодинаміки випливає, що в кожному стані ексергія системи, рівно ж як її енергія, має конкретне значення, оскільки оборотний процес вирівнювання її інтенсивних параметрів з параметрами оточення однозначно характеризується роботою. Взаємодія системи з оточенням може відбуватися як оборотно (ідеальний процес), так і необоротно (реальний процес).

В першому випадку у відповідності з означенням ексергії буде отримана робота, що рівна ексергії. Якщо процес зупинений до встановлення рівноваги системи і оточення, то така робота буде рівна, зменшенню ексергії системи.

В реальному процесі робота менша, ніж зменшення ексергії (в границі робота може бути рівною нулю). Це означає, що частина ексергії не перетворюється в роботу, а зникає як результат необоротності.

Саме в цьому полягає одна з суттєвих **відмінностей ексергії та енергії**. Ексергія зберігається лише в оборотних процесах. В інших випадках (реальні системи) вона може частково або повністю зникати в результаті дисипації (розсіювання) енергії внаслідок необоротності. **Ясно, що чим менша, при інших рівних умовах, ця втрата ексергії, тим термодинамічно досконаліший процес.**

Властивість ексергії зменшуватися в необоротних процесах дозволяє сформулювати друге начало для систем, що взаємодіють з оточенням. Для цього система повинна розглядатися в умовах, коли в оточенні відсутні об'єкти, що є джерелами ексергії (тобто система не підживлюється, а лише віддає ексергію).

Ексергія системи, що взаємодіє з оточенням, не змінюється якщо в ній всі процеси оборотні та якщо взаємодія з середовищем теж оборотна і зменшується, якщо будь-який процес необоротний.

Балансові рівняння системи щодо ексергії E є універсальними та придатними для любых термодинамічних систем незалежно від видів енергії, що приймають участь в процесі:

$$\sum E' \geq (\sum E'' + \Delta E) \quad (3.1)$$

або

$$\sum D = \sum E' - (\sum E'' + \Delta E). \quad (3.2)$$

Тут ΔE — приріст ексергії системи між початковою та кінцевою точками процесу. Для стаціонарного процесу $\Delta E = 0$ и $\sum D = \sum E' - \sum E''$.

Відповідне (3.1) рівняння енергетичного балансу буде таким

$$\sum W' = \sum W'' + \Delta W. \quad (3.3)$$

Для стаціонарного процесу приріст енергії в системі $\Delta W = 0$ і

$$\sum W' = \sum W''.$$

На відміну від рівняння енергетичного балансу, рівняння (3.1) та (3.2) відображають ексергетичний баланс системи, тобто опираються як на перше, так і на друге начала термодинаміки. Принципова різниця між рівняннями (1.57) та (3.1) полягає в тому, що в (1.57) рівність виконується завжди, а в (3.1) ліва частина в реальних процесах завжди більша від правої.

Отже, **енергетичний баланс по своїй природі не може відобразити втрати від необоротності процесів в системі, оскільки незалежно від ступеня її досконалості рівність (1.57) виконується**. Тому визначення якісних енергетичних характеристик системи формулою $\eta = \sum W'' / \sum W'$ виконується в кожному випадку умовно, шляхом виключення з величин $\sum W''$ тієї частини енергії, котра в даному процесі не використовується (або отримується з оточення без затрат).

Ексергетичний баланс, навпаки, у всіх випадках показує величину втрат від необоротностей в системі. Ступінь її термодинамічної досконалості також визначається співвідношенням

$$\sum E'' / \sum E' = (\sum E' - \sum D) / \sum E'. \quad (3.4)$$

Тут потрібно відмітити два важливі термінологічні поняття.

Перше з них зв'язано з поняттям «*досконалість системи*». Строго кажучи, з точки зору термодинаміки правильно говорити про досконалість процесу (чи кількох взаємозв'язаних процесів), а не системи. Але щодо технічних систем в літературі широко поширені поняття, зв'язані з їх термодинамічними характеристиками (наприклад, ККД турбіни, котла, електростанції і т. д.). В цих випадках також маються на увазі характеристики комплексів відповідних процесів. Разом з тим, оскільки вони нерозривно зв'язані з системою, в якій вони протікають, так і з визначеними умовами, їх використання закономірне. Саме в цьому розумінні в подальшому будуть використовуватися різні ексергетичні характеристики технічних систем та їх елементів.

Друге відноситься до поняття «*втрати*». Терміни «втрати енергії» та «втрати ексергії» мають принципово різний зміст.

Втрата енергії по суті означає втрату не взагалі (енергія не зникає), а втрату для даної системи чи втрату для даної мети у випадку, якщо частина енергії непридатна для неї за формою чи параметрами.

Втрата ж ексергії означає її *повне зникнення*, зв'язане з дисипацією (dissipation) енергії.

Підсумуємо головні відмінності між загальним, фундаментальним поняттям «енергія» и частковим поняттям «ексергія», яке відображає одну зі сторін енергії – здатність до перетворюваності в певних умовах середовища.

Перераховані в табл. 3.2 особливості відносяться до ексергії як речовини, так і до потоку енергії. На базі основних балансових рівнянь (3.1) - (3.3) розроблена єдина методика розв'язку ряду задач ексергетичного аналізу.

Величини ΣE і ΔE у даному випадку включають ексергію тих видів речовини та енергії, які входять в енергетичний баланс системи. Величина ΔE (в стаціонарних поточних процесах $\Delta E = 0$) визначається приростом ексергії E_v речовини в об'ємі. Для вивчення властивостей ексергії і правильного її використання необхідно зробити класифікацію складових ексергії. Оскільки *ексергія характеризує одну зі сторін (граней) енергії*, така класифікація в першу чергу зв'язана з видами енергії. Очевидно, що з такої точки зору необхідно відділити ексергію, зв'язану з енергією, першої групи (безентропійною, $S = 0$) від другої (для якої $S > 0$).

У першому випадку, оскільки всі види енергії (1, 2, 5 и 7, табл. 3.1) повністю перетворювані, питання вирішується однозначно. Для механічної (кінетичної та потенціальної), електричної (електростатичної та електродинамічної) і ядерної енергій ексергія просто рівна (за будь-яких умов) енергії, тобто $E = W$, і жодного спеціального розрахунку ексергії непотрібно. Тому з подальшої класифікації всі ці складові ексергії можна виключити.

Т а б л и ц я 3.2. Порівняння особливостей енергії та ексергії.

Енергія W	Ексергія E
Залежить лише від параметрів речовини чи потоку енергії і не залежить від параметрів оточення. Завжди має величину відмінну від нуля (рівна у відповідності з рівнянням Айнштейна $E = mc^2$, див. (1.5)). Підкоряється закону збереження у будь-яких процесах і незнищенна. Перетворюваність одних видів у інші обмежена умовами другого начала термодинаміки для всіх процесів, в тому числі оборотних.	Залежить від параметрів системи і середовища. Може мати значення, рівне нулю (в нульовому стані при повній рівновазі з середовищем). Підкоряється закону збереження для оборотних процесів; в реальних, необоротних процесах частково чи повністю знищується. Перетворюваність одних видів у інші не обмежена для оборотних процесів умовами другого начала термодинаміки.

Коли визначають ексергію ентропійних видів енергії (ентропія $S > 0$) і тому неповністю перетворюваних, ситуація складніша. Тут потрібно зробити її поділ на види за ознакою присутності чи ні тіла - носія ексергії. Можна виділити ці види, носіями яких є тіла (ексергія речовини (маси) в об'ємі E_v та в потоці E_m), та ті, котрі не зв'язані з масою в кількості, що може бути врахованою (ексергія випромінювання в об'ємі), теплового потоку E_q і потоку випромінювання E_u . Найважливішими для практики в цьому переліку є ексергія речовини в потоці E_m та ексергія теплового потоку E_q .

Ексергія речовини в потоці E_m ділиться на види залежно від форми енергетичних взаємодій з середовищем через контрольну поверхню. Виділимо три узагальнених сили, що відповідають цим взаємодіям: температуру T (термічна взаємодія), тиск p (деформаційна) і хімічний потенціал μ (реакційна і концентраційна). Останні дві форми взаємодії, зв'язані з хімічним потенціалом, відрізняються тим, що для них потрібний обмін масою з середовищем.

Переважно для зручності аналізу та розрахунків термічну та деформаційну ексергію об'єднують в один вид під назвою термодформаційна (чи частіше термомеханічна), а реакційну і концентраційну, навпаки, при класифікації розділяють на дві складові, не дивлячись на це, що вони обидві зв'язані з різницею хімічних потенціалів речовини та середовища. Відповідна схема представлена в табл. 1.3. Оскільки будь-який вид і кожна складова ексергії відповідають еквівалентній кількості безентропійної енергії (зокрема роботі), їх взаємні перетворення необмежені, а сумарне значення ексергії залишається в оборотних процесах незмінним. Саме це відображає рівняння (1.6), в якому у величинах $\Sigma E'$ і $\Sigma E''$ можуть бути присутніми всі складові ексергії. В необоротних процесах внаслідок росту або виникнення ентропії ексергія відповідно зменшується.

Таблиця 3.3. Види і складові ексергії речовини в об'ємі та в потоці і потоку енергії.

Речовина	Об'єм	T	Термічна	E_T
		p	Механічна (деформаційна)	E_p
	Потік	μ	Реакційна	E_r
			Концентраційна	E_k
Енергія	Потік	T	Теплоти	E_q
			Випромінювання	E_u

Загалом характер взаємодії технічної системи с середовищем (довкілля плюс об'єкти, що в ній знаходяться, які є джерелами та приймачами енергії і речовини) можна представити схемою на рис. 3.1. Зліва від системи показані зовнішні об'єкти 1, 2 і 3, що служать джерелами енергії, яка поступає з матеріальними потоками всіх видів, а також теплотою і роботою; справа об'єкти, що служать приймачами тих же видів енергії. Кожний потік несе відповідну ексергію.

Число таких джерел та приймачів може бути будь-яким, зокрема, деякі можуть бути відсутніми. Крім обміну речовиною та енергією з такими зовнішніми об'єктами система може мати аналогічний обмін і безпосередньо з довкіллям (середовищем). Однак у другому випадку обмін не супроводжується переносом ексергії. Обмін енергією у формі теплоти Q може відбуватися тут в будь-якому напрямі - як від системи до середовища, так і навпаки. Обмін речовиною M_o з середовищем також може іти в обох напрямках. Енергія, що зв'язана з рівноважним обміном з середовищем, не впливає на ексергетичний баланс, оскільки ексергія таких потоків рівна нулю. Тут може бути два випадки:

- перший використання речовини середовища (наприклад, повітря) як сировини;
- другий – виділення системою як продукту речовини, що має всі параметри середовища не має практичного змісту.

Такий потік, показаний на рис.3.1 штриховою лінією, доцільно відводити лише тоді, коли одночасно з ним отримують корисний продукт (продукти), а він представляє лише відходи. Чим менша їх ексергія, тобто чим ближчі їх параметри до параметрів середовища, тим менші втрати ексергії (краще її використання) і менші екологічні наслідки. Саме це є метою розробників безвідходних виробництв.

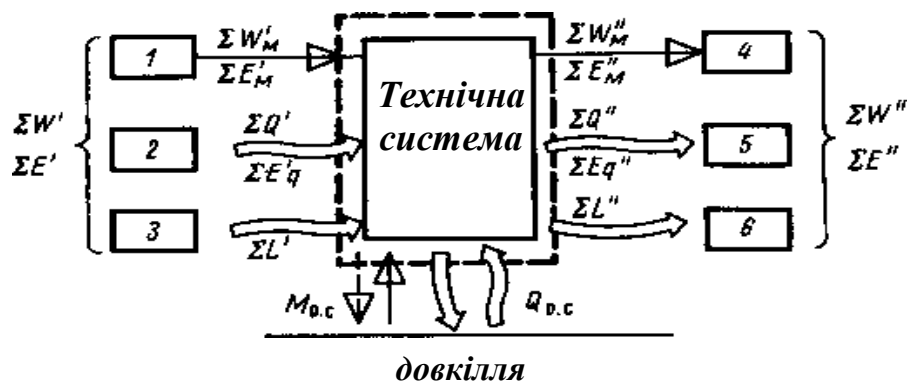


Рис. 3.1. Схема взаємодії технічної системи з середовищем та об'єктами, що в ньому знаходяться: 1, 2, 3 - зовнішні об'єкти – джерела потоків речовини, теплових потоків і роботи; 4, 5, 6 - зовнішні об'єкти - приймачі потоків речовини, теплових потоків і роботи.

Загалом рівняння ексергетичного балансу системи з врахуванням його складових таке,

$$\sum E'_m + \sum E'_q + \sum L = \sum E''_m + \sum E''_q + \sum L' + \sum \Delta E_v + \sum D \quad (3.5)$$

Підкреслюємо, що значення всіх величин ексергії на вході і виході системи не може бути визначено чисто термодинамічним шляхом. Для цього необхідна додаткова інформація - дані про роботу системи, що отримують при її проектуванні, випробуваннях або розрахунково, з залученням інших наук (гідрогазодинаміки, теорії тепломасообміну, хімічної кінетики і т.д.).

Величина сумарних втрат ексергії $\sum D$ перетворює нерівність типу (3.1) в рівняння (3.2). Таким чином не лише фіксуються втрати від необоротності процесів, але створюється можливість точно визначити їх кількість.

3.3 Література

1. Алабовский А.Н., Недужий И. А. Техническая термодинамика и теплопередача. Москва : Высшая школа, 1990.
2. Крутов В. И. Техническая термодинамика. Москва : Высшая школа, 1982.
3. Юдаев Б. Н. Техническая термодинамика. Москва : Высшая школа, 1988.
4. Куделя П. П. Методи термодинамічного аналізу установок та систем : конспект лекцій. ТЕФ НТУ КПП, 2008. 127 с.
5. Чепурний М. М., Ткаченко С.Й. Основы технической термодинамики. Вінниця, 2004. 351 с.
6. Бродянский В. М. Эксергетический метод термодинамического анализа. Москва : Энергия, 1973. 269 с.
7. Янтковский Е. И. Потоки энергии и эксергии. Москва : Наука, 1988. 144 с. ISBN 5-02-0066620-6.
8. Степанов В.С. Анализ энергетического совершенства технологических процессов. Новосибирск : Наука, 1984.
9. Бродянский В. М., Сорин М. В. Принципы определения КПД технических систем преобразования энергии и вещества. *Изв. вузов. Сер. Энергетика*. 1985. № 1. С. 60-65.
10. Нестеров Б.П., Коровин Н.В., Бродянский В.М. Об эксергетическом КПД электролизеров. *Изв. вузов. Сер. Химия и хим. технология*. 1976. Т. 19. № 5.
11. Нестеров Б.П., Коровин Н.В., Бродянский В.М. Об эксергетическом КПД элементов электрохимических энергоустановок и ХИТ. *Электрохимия*. 1981. Т. 17. С. 1697-1700.
12. Бродянский В.М., Калинина Е.И. Совмещенная диаграмма эксергетических и стоимостных показателей. *Докл. н/т конференции МЭИ. Секц. Промэнергетики*. Москва. Изд. МЭИ. 1969.